

N° d'ordre : 650

50376
1985
31

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Marie-Renée FRISCOURT



ETUDE DES DISPOSITIFS A TRANSFERT ELECTRONIQUE POUR LA GENERATION DE PUISSANCE EN GAMME MILLIMETRIQUE

Soutenue le 6 mai 1985, devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

MM.	E.	CONSTANT, Président
	P.A.	ROLLAND, Rapporteur
	R.	CASTAGNE, Rapporteur
	H.	DEROY, Rapporteur
	G.	SALMER, Rapporteur
	A.	MIRCEA, Examineur
	R.	FAUQUEMBERGUE, Examineur

A mes parents,

A William, Catherine et Caroline, Rebecca
et Yann, Pascal, Nicolas et Thomas, Gabriel,
Benjamin, Julien et Ophélie, Jérôme et Jessica,
Immanuelle, Renaud,

A tous les miens -

Le travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille I, dirigé par Monsieur le Professeur Constant -

Je voudrais exprimer toute ma gratitude envers Paul-Alain Rolland qui a non seulement dirigé la totalité de cette étude, mais y a de plus participé très activement - qu'il veuille bien trouver à travers ce mémoire, fruit d'un travail collectif, l'expression de ma très profonde reconnaissance -

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à :

Monsieur Castagné, Professeur à l'Université de Paris XI,

Monsieur Constant, Professeur à l'Université de Lille I,

Monsieur Deroz, Directeur technique à la division DHM
de la THOMSON-CSF,

Monsieur Fauquembergue, Professeur à l'Université de Lille I,

Monsieur Mircea, chargé du département matériaux
pour composants au CNET,

Monsieur Rolland, Maître de conférence à l'Université
de Lille I,

Monsieur Salmer, Professeur à l'Université de Lille I,

qui me font l'honneur de participer à la commission
d'examen et de juger ce travail -

Mes remerciements s'adressent également à F. Azan ,
A. Cappy, C. Dalle, C. Deflandre, D. Degrugillier, J.P.
Ochoster, J.C. De Jaeger, J.M. Delacroix, R. Delacroix, E. Delos,
A. Derycke, M. Farque, R. Fauquembergue, A. Hadoux,
B. Hadoux, J. Lacombe, M. Lefebvre, M. Perrische, J. Pluquet,
Iris Quatrevingt, Y. Tinel, D. Vanbremeersch, D. Vanoosten,
qui ont tous contribué de façon directe à l'aboutissement
de ce travail -

CHAPITRE 1

MODÉLISATION DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE.

MÉTHODES DE MODÉLISATION DES DIFFÉRENTS TYPES DE CONTACT.

INTRODUCTION	5
I. MODÈLE UTILISÉ	5
I.1. CHOIX DU MODELE	5
I.2. DESCRIPTION DU MODELE	6
I.3. PROCEDURE NUMERIQUE	9
I.4. VALIDITE DU MODELE	10
I.5. LIMITES DU MODELE MACROSCOPIQUE SOUS SA FORME ACTUELLE	13
II. DOMAINES D'APPLICATION DE CE MODELE	14
II.1. CONTACTS DE CATHODE DU TYPE INJECTANT	15
II.2. CONTACTS DE CATHODE DE TYPE LIMITANT	22
CONCLUSION	32
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	33

CHAPITRE 2

LIMITATIONS FRÉQUENTIELLES INTRINSÈQUES DE L'EFFET DE VOLUME.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE - CHOIX DU MATÉRIAU.

INTRODUCTION	35
I. RENDEMENT THÉORIQUE MAXIMAL EN RÉGIME STATIONNAIRE : INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE DE FONCTIONNEMENT	35
II. LIMITATIONS FRÉQUENTIELLES : INFLUENCE DES EFFETS DE DYNAMIQUE ÉLECTRONIQUE NON STATIONNAIRE	41
CONCLUSION	51
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	52

CHAPITRE 3

DIFFÉRENTS MODES DE FONCTIONNEMENT POSSIBLES DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE.

INTRODUCTION	53
I. PRINCIPES PHYSIQUES DE BASE À L'ORIGINE DES DIFFÉRENTS MODES DE FONCTIONNEMENT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME CENTIMÉTRIQUE	53
I.1. CONTRÔLE DE LA CHARGE D'ESPACE PAR LE CHOIX DE LA STRUCTURE ..	55
I.2. CONTRÔLE DE LA CROISSANCE ET DE LA PROPAGATION DE LA CHARGE D'ESPACE PAR LE CHOIX DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT	55
II. INFLUENCE DES PHÉNOMÈNES DE DYNAMIQUE ÉLECTRONIQUE NON STATIONNAIRE SUR LE CONTRÔLE DE LA CHARGE D'ESPACE. LIMITE FRÉQUENTIELLE DES MODES À CONTRÔLE DE LA CROISSANCE DE LA CHARGE D'ESPACE ..	57
III. MODES DE FONCTIONNEMENT POSSIBLES DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE	61
III.1. MODE FONDAMENTAL A COUCHE D'ACCUMULATION ET A TEMPS DE TRANSIT: COMPOSANTS COURTS A CONTACT DE CATHODE DE TYPE INJECTANT	61
III.2. MODE A COUCHES DIPOLAIRES : COMPOSANTS LONGS A CONTACT DE CATHODE DE TYPE LIMITANT	70
CONCLUSION	73
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	75

CHAPITRE 4

ETUDE DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE

INTRODUCTION	77
PREMIÈRE PARTIE : CONTRAINTES LIÉES AUX LIMITATIONS THERMIQUES, À LA TECHNOLOGIE DU COMPOSANT, ET AUX PROBLÈMES D'ADAPTATION D'IMPÉDANCE	78
DEUXIÈME PARTIE : PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE À COUCHE D'ACCUMULATION ET À TEMPS DE TRANSIT. DÉFINITION DU COMPOSANT OPTIMAL	91
TROISIÈME PARTIE : COMPOSANTS À CONTACT LIMITANT	122
QUATRIÈME PARTIE : PERFORMANCES DE BRUIT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE	145
RÉCAPITULATION	154
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	155

CHAPITRE 4 : PREMIÈRE PARTIE

CONTRAINTES LIÉES AUX LIMITATIONS THERMIQUES, À LA TECHNOLOGIE DU COMPOSANT, ET AUX PROBLÈMES D'ADAPTATION D'IMPÉDANCE.

INTRODUCTION	78
I. LIMITATIONS THERMIQUES	78
II. LIMITATIONS LIÉES À LA TECHNOLOGIE	79
II.1. RESISTANCE THERMIQUE	79
II.2. RESISTANCE SERIE	82
II.3. CHAMP ELECTRIQUE MAXIMAL ADMISSIBLE A L'INTERFACE D'ANODE NN ⁺	84
III. LIMITATIONS LIÉES AU MONTAGE DU COMPOSANT DANS UN BOÎTIER, PUIS À SON INSERTION DANS UN CIRCUIT DE CHARGE	84
CONCLUSION	88
PROCÉDURE D'OPTIMISATION UTILISÉE	88

CHAPITRE 4 : DEUXIÈME PARTIE

PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE À COUCHE D'ACCUMULATION ET À TEMPS DE TRANSIT

COMPOSANTS À CONTACT LIMITANT

INTRODUCTION	91
I. PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE DE FONCTIONNEMENT À COUCHES D'ACCUMULATION ET À TEMPS DE TRANSIT	91
I.1. PERTES DUES A L'EXISTENCE DE LA ZONE MORTE	91
I.2. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE FONCTIONNEMENT	93
I.3. INFLUENCE DE LA TENSION DE POLARISATION	97
I.4. BANDE DE FREQUENCE POTENTIELLE	99
I.5. INFLUENCE DU CIRCUIT DE CHARGE : MODE FONDAMENTAL, REGIME A EXTRACTION D'HARMONIQUE	103
I.6. IMPORTANCE DU CHOIX DU PRODUIT N.L	107
II. RÉSULTATS DE CETTE ÉTUDE D'OPTIMISATION : DÉFINITION DU COMPOSANT OPTIMAL, PERFORMANCES HYPERFRÉQUENCES ÉMISES ATTENDUES	109
II.1. COMPOSANTS COURTS DE STRUCTURE $N^+ NN^+$ à l'InP	109
II.2. MODE FONDAMENTAL A COUCHE D'ACCUMULATION ET A TEMPS DE TRANSIT : COMPARAISON AVEC LES RESULTATS OBTENUS EN MODE A CHAMP ELECTRIQUE SPATIALEMENT UNIFORME	113
II.3. STRUCTURES OPTIMALES DANS QUELQUES CAS PARTICULIERS	114
II.4. GENERATION DE PUISSANCE EN REGIME A EXTRACTION D'HARMONIQUE	117
II.5. AUTRES STRUCTURES A CONTACT DE CATHODE INJECTANT	119
CONCLUSION	121

CHAPITRE 4 : TROISIÈME PARTIE

COMPOSANTS A CONTACT LIMITANT

INTRODUCTION	122
I. COMPOSANTS DE STRUCTURE MESA À CONTACT SCHOTTKY	122
I.1. COMPOSANTS DE STRUCTURE MESA A CONTACT SCHOTTKY SUR InP ... PERFORMANCES HYPERFREQUENCES. INFLUENCE DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT	122
I.2. PROBLEMES DE REALISATION	129
II. COMPOSANTS DE STRUCTURE PLANAR A CONTACT LIMITANT	129
II.1. INFLUENCE DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT	130
II.2. INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE GRILLE	135
II.3. QUELQUES CONTRAINTES A CONSIDERER	136
II.4. UNE STRUCTURE POSSIBLE; PERFORMANCES HYPERFREQUENCES ATTENDUES	137
III. STRUCTURES MESA À L'HÉTÉROJONCTION $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_{1-y} \text{P}_y / \text{InP}$	140
CONCLUSION	144

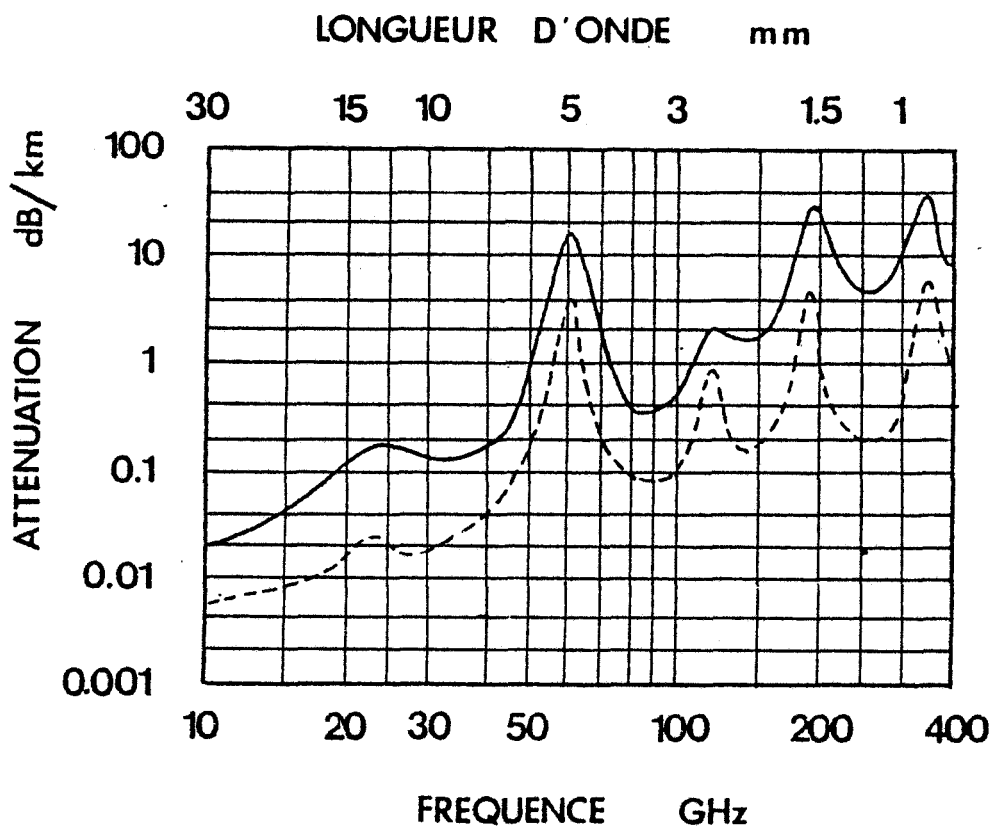
CHAPITRE 4 : QUATRIÈME PARTIE

PERFORMANCES DE BRUIT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT
ÉLECTRONIQUE

INTRODUCTION	145
I. DESCRIPTION RAPIDE DU DISPOSITIF DE CARACTÉRISATION	145
II. BRUIT DE MODULATION D'AMPLITUDE ET DE MODULATION DE FRÉQUENCE	146
III. DÉTERMINATION THÉORIQUE DU NIVEAU DE BRUIT DE DIFFUSION	150
CONCLUSION	153

INTRODUCTION

Durant ces dix dernières années, les systèmes fonctionnant en gamme millimétrique (longueurs d'onde de quelques millimètres) ont connu un grand essor. La recherche de résolution toujours plus haute et de capacité de transmission plus élevée explique en partie l'utilisation de fréquences croissantes. Mais le choix plus particulier de la gamme d'ondes millimétriques provient essentiellement du fait qu'elle offre le meilleur compromis entre la résolution d'une part, et la pénétration atmosphérique d'autre part. Les ondes millimétriques sont en effet beaucoup moins atténuées en présence de brouillard ou de fumées que les ondes infrarouges ou optiques. Ceci explique que la plupart des applications dans le domaine millimétrique correspondent aux fenêtres de propagation atmosphérique, centrées approximativement sur 94, 140 et 220GHz (cf.figure ci-dessous).



— altitude 0
 - - - altitude 10 000 m

Absorption atmosphérique moyenne des ondes millimétriques
 (en propagation horizontale).

Le développement des applications dans cette gamme de fréquences a créé un besoin croissant de dispositifs réalisant les fonctions élémentaires tels que les amplificateurs à faible bruit et les oscillateurs locaux à faible bruit et de moyenne puissance, pour les systèmes de réception par exemple. Si les transistors à effet de champ permettant de réaliser ces fonctions en gamme centimétrique, les composants à l'état solide les mieux adaptés aux fréquences supérieures, sont les dipôles à résistance négative, et plus particulièrement les diodes Gunn et les diodes IMPATT.

De par leur fiabilité, leur facilité d'utilisation et leurs très bonnes performances de bruit, les diodes Gunn constituent un composant de choix pour les applications en gamme millimétrique. Cependant, la prédiction des performances hyperfréquences potentielles et l'optimisation des composants à transfert électronique en gamme millimétrique ne peuvent reposer sur une simple extrapolation des résultats obtenus aux fréquences plus basses. En effet, dans cette gamme de fréquences, le fonctionnement de tels dispositifs est fondamentalement dépendant des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire.

Certains auteurs ont déjà mis en évidence, de façon qualitative ou semi-quantitative, l'influence importante des effets de relaxation des porteurs de charge sur le comportement des dispositifs à transfert électronique [1][2][3]. Cependant, aucune étude exhaustive n'a été réalisée en gamme millimétrique, tant pour définir les différents modes de fonctionnement possibles, que pour effectuer une optimisation des structures. C'est ce que nous avons tenté d'effectuer au cours de ce travail.

Nous avons tout d'abord mis au point un modèle numérique, dans lequel nous prenons en compte les phénomènes de dynamique électronique non stationnaire, ainsi que les effets de charge d'espace. La souplesse d'utilisation de l'outil numérique ainsi obtenu nous a permis de simuler un grand nombre de structures et différents types de contact de cathode. La description de ce modèle et des différentes structures étudiées fait l'objet du premier chapitre.

Dans un premier temps, une version simplifiée de ce modèle nous a permis de comparer les performances intrinsèques des matériaux, et la dégradation de ces performances liée à une élévation de la température de fonctionnement. Les résultats de cette étude sont reportés au second chapitre.

Nous nous sommes ensuite attachés à identifier les différents modes de fonctionnement possibles de ces dispositifs en gamme millimétrique, que nous décrivons dans le troisième chapitre. Nous avons également mis en évidence l'influence importante de la nature du contact de cathode sur les modes de fonctionnements observés.

Le quatrième chapitre constitue une étude d'optimisation des composants à transfert électronique en gamme millimétrique.

Nous avons effectué dans une première phase une étude d'optimisation des composants courts, à contact de cathode de type injectant, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit (chapitre 4, 2^e partie). Afin d'obtenir un ordre de grandeur réaliste des performances hyperfréquences potentielles de ces dispositifs, nous avons tenu compte d'un certain nombre de contraintes, relatives à l'état actuel de la technologie et aux problèmes d'adaptation d'impédance notamment (1^{ère} partie du chapitre 4). Les résultats obtenus au cours de cette étude ont été validés par comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus sur des composants de structure N^+NN^+ à l'InP, réalisés à la Thomson-CSF d'après nos spécifications.

De façon analogue, nous avons effectué une étude des composants à contact de cathode de type limitant, fonctionnant en mode à couches dipolaires. Nous avons envisagé différentes structures appropriées à l'obtention de ce mode de fonctionnement, comparé leurs performances hyperfréquences potentielles, et discuté des problèmes de réalisation (chapitre 4, 3^e partie).

Enfin, nous avons brièvement abordé les performances théoriques de bruit de ces dispositifs, que nous avons tenté de corrélérer, dans la mesure du possible, aux mesures expérimentales de bruit de modulation de fréquence et de modulation d'amplitude près de la fréquence porteuse (dernière partie du 4^e chapitre).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] R.BOSCH, H.W.THIM
"Computer simulation of TED using the displaced maxwellian approach"
IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-21, n°1, Jan.1974,pp.16-25.
- [2] D.JONES, H.D.REES
"Accumulation transit mode in transferred-electron oscillators"
Elect.Lett. Vol.8, n°23, Nov.1972, pp.566-567.
- "Electron-relaxation effects in transferred-electron devices
revealed by new simulation method"*
Elect.Lett., n°14, july 1972, pp.363-364.
- [3] H.KROEMER
"Hot-electron relaxation effects in devices"
Solid-State Elect., vol.21, 1978, pp.61-67.

CHAPITRE 1

MODÉLISATION DES DISPOSITIFS À TRANSFERT
ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE.

MÉTHODES DE MODÉLISATION DES DIFFÉRENTS
TYPES DE CONTACT.

CHAPITRE 1

MODÉLISATION DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE.

MÉTHODES DE MODÉLISATION DES DIFFÉRENTS TYPES DE CONTACT.

INTRODUCTION	5
I. MODÈLE UTILISÉ	5
I.1. CHOIX DU MODELE	5
I.2. DESCRIPTION DU MODELE	6
I.3. PROCEDURE NUMERIQUE	9
I.4. VALIDITE DU MODELE	10
I.5. LIMITES DU MODELE MACROSCOPIQUE SOUS SA FORME ACTUELLE	13
II. DOMAINES D'APPLICATION DE CE MODELE	14
II.1. CONTACTS DE CATHODE DU TYPE INJECTANT	15
II.2. CONTACTS DE CATHODE DE TYPE LIMITANT	22
CONCLUSION	32
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	33

INTRODUCTION

De nombreux auteurs ont montré que la modélisation des composants à l'état solide en gamme millimétrique ne pouvait reposer sur les modèles classiques utilisés en gamme centimétrique. Ces modèles décrivent la cinétique des porteurs de charge en termes de vitesse de dérive et de vitesse de diffusion (soit $v = \mu(E) \cdot E - \frac{D(E)}{n} \frac{\partial n}{\partial x}$). Or ces modèles classiques stationnaires ne permettent pas de décrire les régimes transitoires et, d'autre part, ils ne prennent pas en compte le fait que les différents paramètres caractérisant les matériaux (mobilité notamment) dépendent essentiellement de l'énergie des porteurs de charge, plutôt que du champ électrique local [1] , [2], [3],[4],[5] .

C'est pourquoi l'étude des dispositifs à transfert électronique destinés à fonctionner en gamme millimétrique nécessitait l'élaboration d'un modèle plus complet, basé sur une méthode numérique de résolution de l'équation générale de transport de Boltzmann.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à une description rapide du modèle mis en oeuvre. Nous insisterons plus particulièrement sur les approximations qui ont conduit au système d'équations final, et sur les limitations qui en découlent. Nous évoquerons également les limitations inhérentes à la méthode de résolution numérique utilisée.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous décrirons les modèles plus particuliers employés pour le traitement d'un certain nombre de contacts. En effet, comme nous le verrons par la suite (chapitre 3), le mode de fonctionnement d'un dispositif à transfert électronique est étroitement lié à la nature du contact de cathode. Nous aurons donc à étudier différents types de contact. Afin d'alléger et de clarifier les chapitres suivants, nous avons jugé préférable d'explicitier dès maintenant les méthodes spécifiques de modélisation mises en oeuvre pour chaque type de contact, ainsi que les conditions aux limites prises en compte.

Nous tenterons, aussi souvent que possible, de valider les procédures utilisées par comparaison avec des résultats obtenus par des simulations de type Monte-Carlo plus rigoureuses.

I. MODÈLE UTILISÉ

I.1. CHOIX DU MODELE

Comme nous l'avons rappelé en introduction, nous avons été amenés à élaborer un modèle basé sur une méthode numérique de résolution de l'équation générale de transport de Boltzmann.

Cette équation peut être résolue de différentes manières. La méthode de résolution la plus rigoureuse consiste à utiliser une procédure de type Monte-Carlo. Il existe également une autre méthode, proposée par Blotekjaer [5] , et qui consiste

à déduire de l'équation de Boltzmann un système d'équations macroscopiques traduisant la conservation de l'énergie et du moment.

Notre choix entre ces deux méthodes de résolution a été guidé par les objectifs que nous nous étions fixés pour cette étude.

*Nous désirions être capables de décrire de façon suffisamment précise les phénomènes physiques mis en jeu dans les dispositifs à transfert électronique fonctionnant en gamme millimétrique, afin de permettre une bonne compréhension des différents modes de fonctionnement possibles.

*Nous devions également obtenir une estimation réaliste des performances potentielles de tels dispositifs. Ceci nécessite un calcul précis des niveaux d'impédance terminale, qui sont faibles dans ces gammes de fréquences. Il est également nécessaire de tenir compte des limitations thermiques, très importantes pour ce type de composants.

*Nous devons de plus réaliser une optimisation de ces composants, optimisation qui passe par une étude systématique.

Il apparaît très clairement que ces objectifs sont peu compatibles avec l'utilisation d'une procédure de type Monte-Carlo. Cette dernière requiert en effet des temps de calcul très longs, et est en outre associée à des fluctuations pouvant limiter la précision des résultats, facteur important dans notre cas.

Au prix de quelques approximations importantes bien que réalistes, nous avons opté pour une méthode de résolution analytique, nécessitant des temps de calcul plus faibles.

I.2. DESCRIPTION DU MODELE.

Le modèle que nous avons mis en oeuvre est inspiré des travaux effectués au laboratoire par A.CAPPY [6].

Dans un premier stade, nous nous sommes limités à un modèle unidimensionnel, suffisant à la description du fonctionnement d'un dispositif à transfert électronique en structure Mesa [4].*

Ce modèle est basé sur l'intégration de l'équation générale de transport de Boltzmann dans l'espace réciproque, et sur l'approximation des temps de relaxation.

Dans un premier temps, l'équation de transport de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q\vec{E}}{\hbar} \cdot \vec{\text{grad}}_k f + \vec{v} \cdot \vec{\text{grad}}_r f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (1)$$

* Nous consacrerons la dernière partie de ce chapitre à la description d'une approche mise au point en collaboration avec A.CAPPY, et qui permet de tenir compte de certains effets bidimensionnels importants en vue de la réalisation de composants en structure planar et utilisant une injection de type MESFET.

est intégrée sur l'espace réciproque pour chacune des trois vallées (indice i) de la structure de bande du matériau considéré en supposant que les vallées sont paraboliques.

Ceci conduit à l'obtention de trois équations fondamentales traduisant physiquement la conservation du nombre de particules, du moment, et de l'énergie, à savoir :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i \bar{v}_{xi}}{\partial x} = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_i m_i^* \bar{v}_{xi}}{\partial t} = q n_i E_x - \frac{\partial n_i k T_i}{\partial x} - \frac{\partial n_i m_i^* \bar{v}_{xi}^2}{\partial x} - \frac{n_i m_i^* \bar{v}_{xi}}{\tau_m(\bar{E}_i)} \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_i \bar{E}_i}{\partial t} = q n_i \bar{v}_{xi} E_x - \frac{\partial n_i \bar{v}_{xi} (\bar{E}_i + k T_i)}{\partial x} - \frac{n_i (\bar{E}_i - \bar{E}_0)}{\tau_e(\bar{E}_i)} \quad (4)$$

où nous avons considéré la charge de l'électron positive et où :

n_i	est la population électronique	} dans la vallée i considérée,
\bar{v}_{xi}	la vitesse moyenne des porteurs	
\bar{E}_i	l'énergie moyenne des porteurs	
m_i^*	la masse effective	

$\tau_m(\bar{E}_i)$ et $\tau_e(\bar{E}_i)$ sont les temps de relaxation du moment et de l'énergie correspondant à l'énergie moyenne \bar{E}_i .

kT_i est la température électronique, définie par :

$$kT_i = m_i^* \left[(\overline{v_{xi}^2}) - (\bar{v}_{xi})^2 \right] \quad (5)$$

(Cette écriture suppose que la température électronique est de caractère isotrope. Cette hypothèse peut être discutable dans les cas où le mouvement des porteurs de charge est balistique).

Notons dès à présent que pour effectuer cette intégration nous n'avons fait aucune hypothèse a priori sur la forme de la fonction de distribution.

L'équation de transport de Boltzmann est souvent résolue en supposant que la fonction de distribution est une maxwellienne déplacée [3], [7]. Cependant, Fawcett a montré que la fonction de distribution ne présentait pas la forme d'une maxwellienne déplacée dans le cas de la dynamique des électrons chauds [8].

De plus, dans le cas qui nous intéresse ici de matériaux à structure de bande à plusieurs vallées, les équations de conservation doivent être écrites pour chacune des vallées, et résolues en même temps que les équations de couplage entre vallées.

Or, l'expression des différents termes de collision utilisant l'approximation des temps de relaxation est difficile à obtenir, même par comparaison avec des simulations de type Monte-Carlo, à cause des fluctuations inhérentes à cette procédure de calcul [9]. En outre, il existe une imprécision supplémentaire liée à la connaissance encore limitée des données matériau à fort champ.

Afin d'éviter un certain nombre de ces difficultés, nous avons donc développé, en nous inspirant des travaux de Blotekjaer[5], un modèle où nous ne considérons qu'un seul gaz d'électrons équivalent. Ainsi toutes les grandeurs physiques sont moyennées sur l'ensemble des vallées de la structure de bande du matériau (ce qui revient à considérer une structure de bande simplifiée à une seule vallée équivalente).

Moyennant quelques approximations détaillées par ailleurs [6][10], le système d'équations de conservation précédent peut alors se mettre sous la forme plus simple suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial nm^*v}{\partial t} = qnE - \frac{\partial nkT}{\partial z} - \frac{\partial nm^*v^2}{\partial z} - \frac{nm^*v}{\tau_m(E)} \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial nE}{\partial t} = qnvE - \frac{\partial nv(E+kT)}{\partial z} - \frac{n(E-E_0)}{\tau_E(E)} \end{array} \right. \quad (8)$$

où :

- n est la densité totale de porteurs libres sur l'ensemble des trois vallées,
- v est la vitesse moyenne de dérive totale des porteurs sur l'ensemble des trois vallées,
- ϵ est l'énergie moyenne totale des porteurs sur l'ensemble des vallées.

Nous constatons immédiatement que le premier avantage de cette méthode réside dans le fait que le temps de calcul est considérablement réduit, puisqu'il est au moins divisé par le nombre de vallées (soit 3 dans notre cas).

L'introduction de cette structure monovallée équivalente est basée sur l'hypothèse fondamentale suivante :

La fonction de distribution est entièrement déterminée par la connaissance de l'énergie totale moyenne instantanée des porteurs de charge. En d'autres termes, la forme de la fonction de distribution est négligée.

Par conséquent, les grandeurs suivantes :

- $\tau_m(\epsilon)$, temps de relaxation du moment,
- $\tau_E(\epsilon)$, temps de relaxation de l'énergie,
- $kT(\epsilon)$, température électronique,
- $\mu(\epsilon)$, mobilité des porteurs de charge,
- et $m^*(\epsilon)$, masse effective des porteurs de charge,

sont considérées comme des fonctions instantanées de l'énergie totale moyenne des porteurs ϵ .

Ces fonctions sont déterminées à partir des résultats obtenus par des simulations de type Monte-Carlo, en régime statique stationnaire, soit :

$$\tau_E(\epsilon) = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{q E_{SS}(\epsilon) v_{SS}(\epsilon)} \quad (9)$$

$$\tau_m(\epsilon) = \frac{m^*(\epsilon)}{q} \mu_{SS}(\epsilon) \quad (10)$$

où $v_{SS}(\epsilon)$, $E_{SS}(\epsilon)$ et $\mu_{SS}(\epsilon) = \frac{v_{SS}(\epsilon)}{E_{SS}(\epsilon)}$ sont les valeurs statiques stationnaires de la vitesse de dérive des porteurs, du champ électrique, et de la mobilité des porteurs, correspondant à l'énergie totale moyenne ϵ .

La température électronique $kT(\epsilon)$ est obtenue simplement à partir du bilan énergétique :

$$\epsilon = \frac{1}{2} m^*(\epsilon) v_{SS}^2(\epsilon) + \frac{3}{2} kT(\epsilon) + \epsilon_p(\epsilon) \quad (11)$$

où $\epsilon_p(\epsilon)$ est l'énergie potentielle moyenne des populations électroniques en vallées satellites X et L.

Notons ici un aspect fondamental de notre modèle : les résultats obtenus en régime stationnaire seront valables quelle que puisse être la forme de la fonction de distribution, puisque les différentes fonctions instantanées de l'énergie sont déduites des résultats issus des simulations de type Monte-Carlo [5].

Il apparaît donc que l'erreur la plus importante introduite par ces approximations en régime non stationnaire se situe au niveau de la détermination de la masse effective des porteurs $m^*(\epsilon)$. En effet, la masse effective des porteurs dépend en réalité des populations respectives des différentes vallées de la structure de bande du matériau, et par conséquent de l'histoire du système.

De façon à estimer l'erreur ainsi introduite, différentes comparaisons ont été effectuées avec des résultats obtenus par des simulations de type Monte-Carlo. Il est ainsi apparu que les erreurs introduites par les approximations citées ci-dessus pouvaient être partiellement compensées en sortant la masse effective $m^*(\epsilon)$ des différentielles apparaissant dans les équations de conservation précédentes ((6), (7) et (8)). [6].

I.3. PROCEDURE NUMERIQUE

Rappelons brièvement qu'afin de minimiser les instabilités inhérentes au système d'équations, nous avons eu recours à une méthode semi-implicite. La résolution numérique s'effectue par l'algorithme de Cholewsky [11].

La figure 1 rappelle l'ordre de grandeur des discrétisations spatiale et temporelle utilisées.

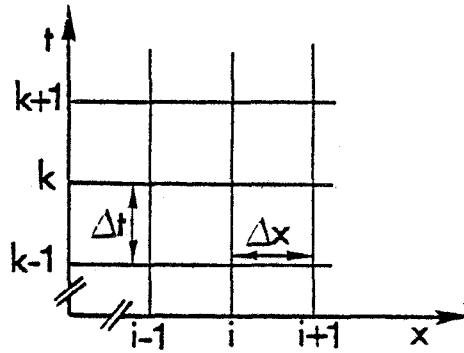


Figure 1 : Discretisation spatio-temporelle utilisée pour la résolution numérique.

Rappelons que les incréments Δt et Δx doivent satisfaire les conditions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta t < \tau = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{q N_d \mu} = \text{temps de relaxation diélectrique} \quad (12) \\ \frac{\Delta x}{\Delta t} > v_{\max} \quad (13) \end{array} \right.$$

où v_{\max} est la valeur maximale de la vitesse moyenne de dérive des porteurs dans le composant.

Cette dernière condition revêt une importance toute particulière dans le cas de phénomènes de survitesse importants.

En régime dynamique, avec des incréments Δx et Δt respectivement égaux à 10^{-8} m et 210^{-14} s, le temps de calcul nécessaire pour une période à 100 GHz est d'environ 3 à 4 ns, pour un composant de 2.5 μ m de longueur totale, présentant des zones N^+ dopées à 10^{17} cm^{-3} environ. Trois à quatre périodes suffisent à obtenir un régime de fonctionnement stable. Le temps de calcul nécessaire à l'obtention d'un point de fonctionnement est donc voisin de 10 à 15 ns.

Notre programme de simulation numérique est actuellement implanté sur un ordinateur IRIS 80, qui, s'il présente l'avantage de la polyvalence, n'est pas destiné spécifiquement aux calculs scientifiques, et n'est pas par conséquent très rapide.

Cependant, les ordres de grandeur mentionnés ci-dessus montrent que ce modèle est tout à fait adapté à une étude systématique des dispositifs envisagés, dans des conditions de temps calcul acceptables.

I.4. VALIDITE DU MODELE

Nous avons déjà eu l'occasion de valider notre modèle par comparaison avec des simulations de type Monte-Carlo [10], [12], notamment en régime temporel.

A titre d'exemple, nous présentons ici deux autres comparaisons tout à fait significatives.

La figure 2 illustre les évolutions temporelles de la vitesse de dérive des porteurs et de leur énergie moyenne, obtenues en réponse à l'application d'un créneau temporel de champ électrique, d'amplitude 20kV/cm et d'une durée de 0.06ps. Cette simulation a été effectuée à la température de l'azote liquide, soit 77°K.

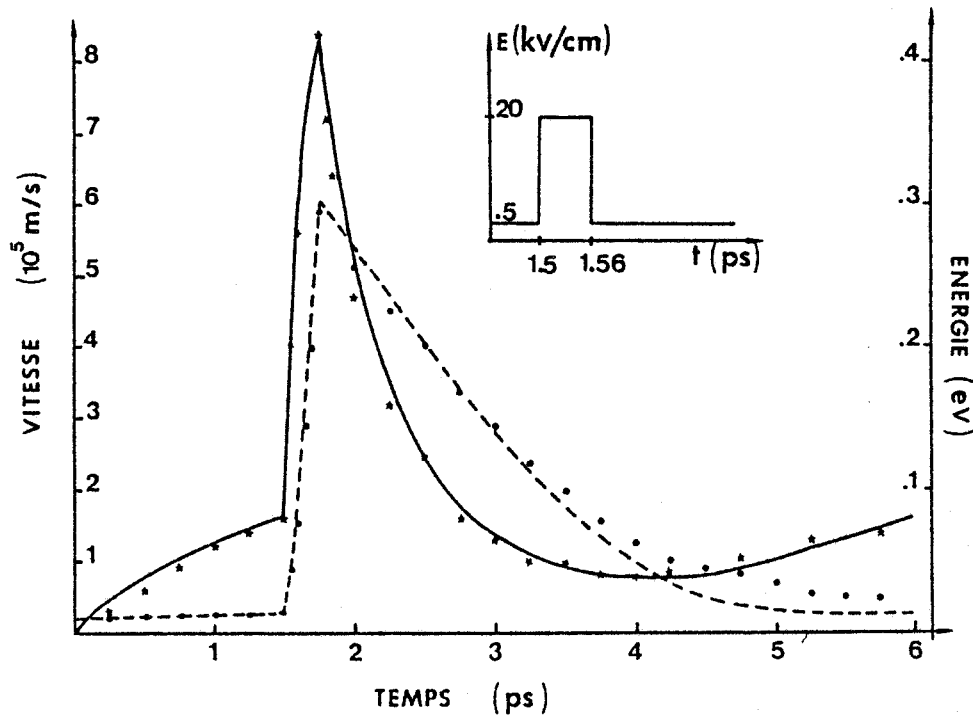


Figure 2 : Evolutions temporelles de la vitesse de dérive des porteurs et de leur énergie moyenne- GaAs - $T=77^{\circ}\text{K}$.

Bien que ces conditions d'excitation n'aient guère d'intérêt pratique pour la simulation ultérieure de composants, il s'agit là d'un cas limite théorique, qui permet de mettre en évidence l'excellente concordance des résultats obtenus, avec notre modèle approché d'une part, et avec une simulation plus exacte du type Monte-Carlo d'autre part, dans le cas de variations temporelles.

La figure 3 illustre quant à elle les résultats obtenus avec ces deux modèles dans le cas de variations spatiales.

Nous y avons reporté les évolutions spatiales du champ électrique et de la vitesse de dérive des porteurs dans une structure N^+NN^+ à l'arséniure de gallium, soumise à une tension continue. Cette comparaison a également été effectuée à 77°K et est tout aussi satisfaisante que la précédente.

Il apparaît donc que notre modèle analytique approché permet d'obtenir des résultats en bonne concordance avec ceux obtenus par des procédures plus exactes.

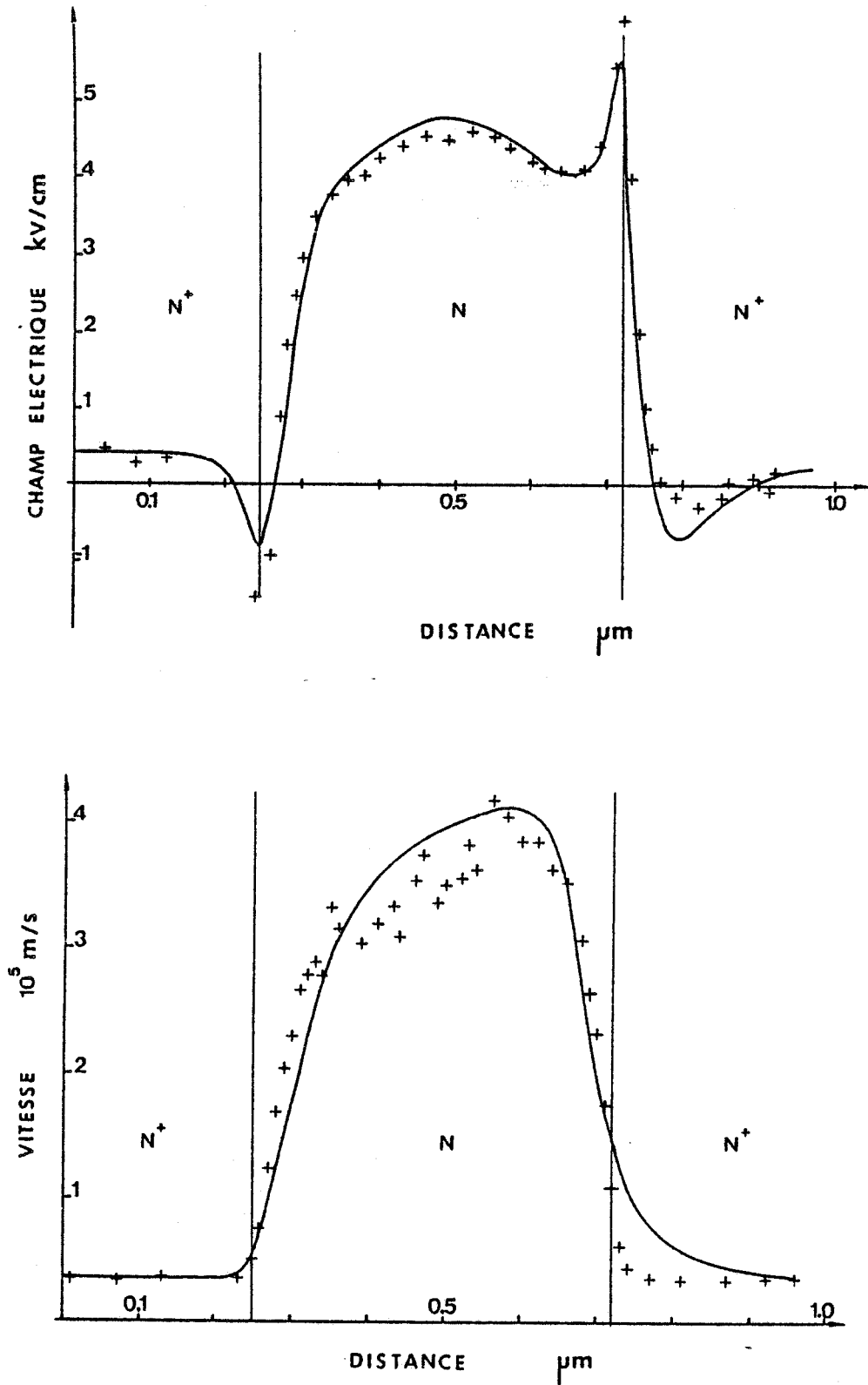


Figure 3 : Evolutions spatiales du champ électrique et de la vitesse de dérive des porteurs. Structure N^+NN^+ . GaAs. $T=77^\circ\text{K}$.

1.5. LIMITES DU MODELE MACROSCOPIQUE SOUS SA FORME ACTUELLE

Après avoir décrit le modèle que nous avons utilisé et montré sa validité par comparaisons avec des résultats obtenus par des simulations de type Monte-Carlo, nous devons mentionner quelles en sont les limites.

En premier lieu, ce modèle est valable tant que l'équation générale de transport de Boltzmann peut prendre la forme sous laquelle nous l'avons écrite (éq.(1) page 6).

En effet, partant d'un formalisme particulier, certains auteurs sont parvenus à une expression de l'équation de transport dans laquelle apparaît un terme de retard supplémentaire [13] .

Cependant, la liaison entre le formalisme mathématique et les phénomènes physiques ne semble pas pouvoir être effectuée facilement. En particulier, l'ordre de grandeur des temps mis en jeu par cet effet mémoire supplémentaire n'a pas encore été défini clairement. En tout état de cause, les retards à prendre en compte seront inférieurs au temps de relaxation du moment. Cette fonction retard est par conséquent tout à fait négligeable dans notre cas. En effet, dans les dispositifs que nous allons étudier, les principaux phénomènes physiques sont régis par le temps de relaxation de l'énergie, environ dix fois plus grand que le temps de relaxation du moment.

En fait, les principales limitations de ce modèle sont inhérentes à la procédure numérique utilisée. Cette dernière peut en effet devenir instable dans deux cas typiques.

*Structures où le phénomène de survitesse est très prononcé.

Dans ce cas, le terme inertiel $v \frac{\partial v}{\partial x}$ apparaissant dans l'équation de conservation du moment (éq.(7)) est à l'origine d'instabilités numériques divergentes. C'est le cas par exemple dans les structures à mobilité élevée.

Il ne nous est par conséquent pas possible de simuler des structures à transport quasi-balistique, pour lesquelles le niveau de dopage de la zone active est inférieur à $5 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$ pour une température de fonctionnement de 77°K , ou inférieur à $10^{14}/\text{cm}^3$ à température ambiante $T=300^\circ\text{K}$.

Notons cependant que dans le cas de composants millimétriques, le niveau de dopage de la zone active est supérieur à $10^{15}/\text{cm}^3$ et la température de fonctionnement est largement supérieure à la température ambiante. Ainsi cette limitation ne sera pas effective pour les composants que nous aurons à étudier.

*Structures à gradients spatiaux très importants.

Le deuxième facteur d'instabilités provient de l'équation de conservation de l'énergie (éq.(8) page 8).

En effet, le terme $\frac{\partial nvkT}{\partial x}$, représentant la puissance perdue sous l'effet des forces de pression électronique, peut également être à l'origine d'instabilités numériques lorsqu'apparaissent simultanément d'importants gradients spatiaux antagonistes des trois grandeurs physiques n, v et kT . C'est le cas notamment lors du transfert intervallées, comme nous l'avons illustré sur la figure 4.

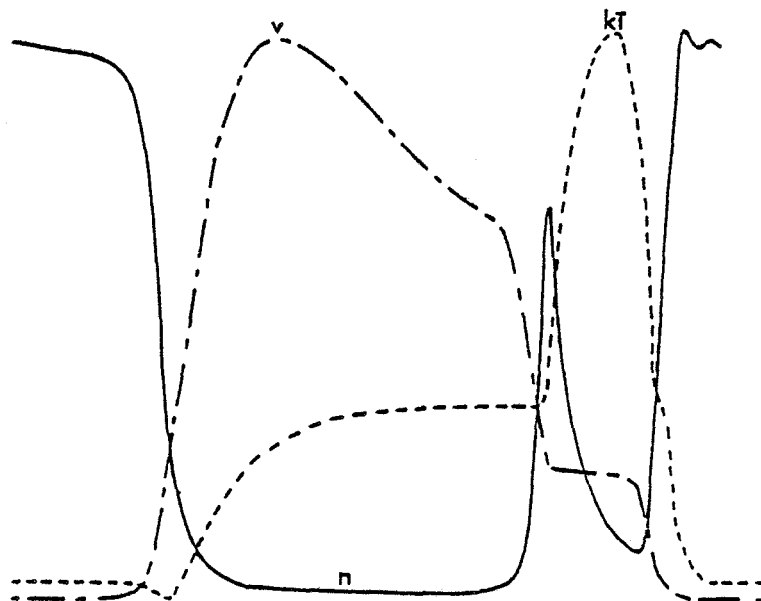


Figure 4 : Représentation schématique des évolutions spatiales de la vitesse de dérive des porteurs v , de la densité de porteurs libres n et de la température électronique kT , lors du transfert intervalles.

Pour des régimes de fonctionnement stables, la contribution de ce terme a pu être chiffrée à quelques pour cent seulement. En effet, ce terme n'est qu'un des facteurs qui provient de la décomposition du terme $\frac{\partial n v (\epsilon + kT)}{\partial x}$ (éq. (8)). Or ϵ représente l'énergie totale moyenne des porteurs et contient par conséquent $3/2 kT$ (éq. (11)). Il est donc possible de supprimer le gradient spatial $\frac{\partial n v kT}{\partial x}$ sans pour autant négliger totalement la contribution du gradient thermique.

C'est ce qui a été fait dans la plupart de nos simulations.

II. DOMAINES D'APPLICATION DE CE MODÈLE.

Initialement, ce modèle a été développé pour permettre l'étude des dispositifs à transfert électronique de structure N^+NN^+ fonctionnant en gamme millimétrique. Nous avons par conséquent été amenés à considérer les principaux matériaux susceptibles de présenter un intérêt dans ce domaine. Nous sommes actuellement en mesure d'effectuer la simulation de composants constitués soit d'arséniure de gallium (GaAs), soit de phosphure d'indium (InP), soit encore du composé ternaire GaInAs, et ceci pour des températures de fonctionnement comprises entre 300 et 500°K.

Notons de plus, bien que cela ne présente pas un intérêt direct pour les composants à transfert électronique, que nous disposons également des données matériau en fonction de la température pour le silicium (Si).

Notre étude s'est ensuite développée vers la recherche des possibilités d'amélioration des performances hyperfréquences de ces dispositifs, notamment

augmentation des niveaux de puissance et rendement, et fonctionnement à fréquences plus élevées. Nous avons été naturellement amenés à étudier l'influence de la nature des contacts de cathode et des conditions d'injection associées. Nous allons donc présenter les différents types de contact que nous avons envisagés et la façon dont nous les avons modélisés.

Nous pouvons classer les différents types de contacts de cathode utilisés en deux catégories :

*les contacts polarisés en direct, qui sont des contacts injectants: le courant injecté est une fonction monotone croissante du champ électrique. Ces contacts sont caractérisés par une conductivité σ élevée, associée à de faibles valeurs du champ électrique à l'interface. (illustration figure 5).

*les contacts polarisés en inverse, qui sont des contacts "limitants". La caractéristique d'injection $J(E)$ présente une zone de saturation (cf. figure 5). A l'opposé des contacts polarisés en direct, ces contacts sont caractérisés par une conductivité σ faible, associée à des valeurs élevées du champ électrique à l'interface.

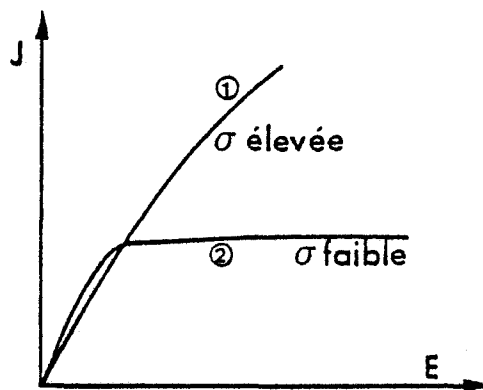


Figure 5 : Représentation schématique des caractéristiques d'injection $J(E)$ d'un contact injectant(1) et d'un contact limitant (2).

II.1. CONTACTS DE CATHODE DU TYPE INJECTANT (σ ELEVÉE)

II.1.a. Le contact N^+ sur N

Le contact de cathode le plus simple à réaliser d'un point de vue technologique, et le plus facile à modéliser, est le contact N^+ sur N (que nous rencontrerons dans la structure classique N^+NN^+ décrite figure 6a).

Le substrat N^+ est supposé suffisamment long de façon à pouvoir constituer un réservoir d'électrons suffisant vis à vis de la zone active N. Les porteurs de charge peuvent ainsi y être considérés à l'équilibre thermodynamique.

Les conditions aux limites se résument alors aux conditions suivantes:

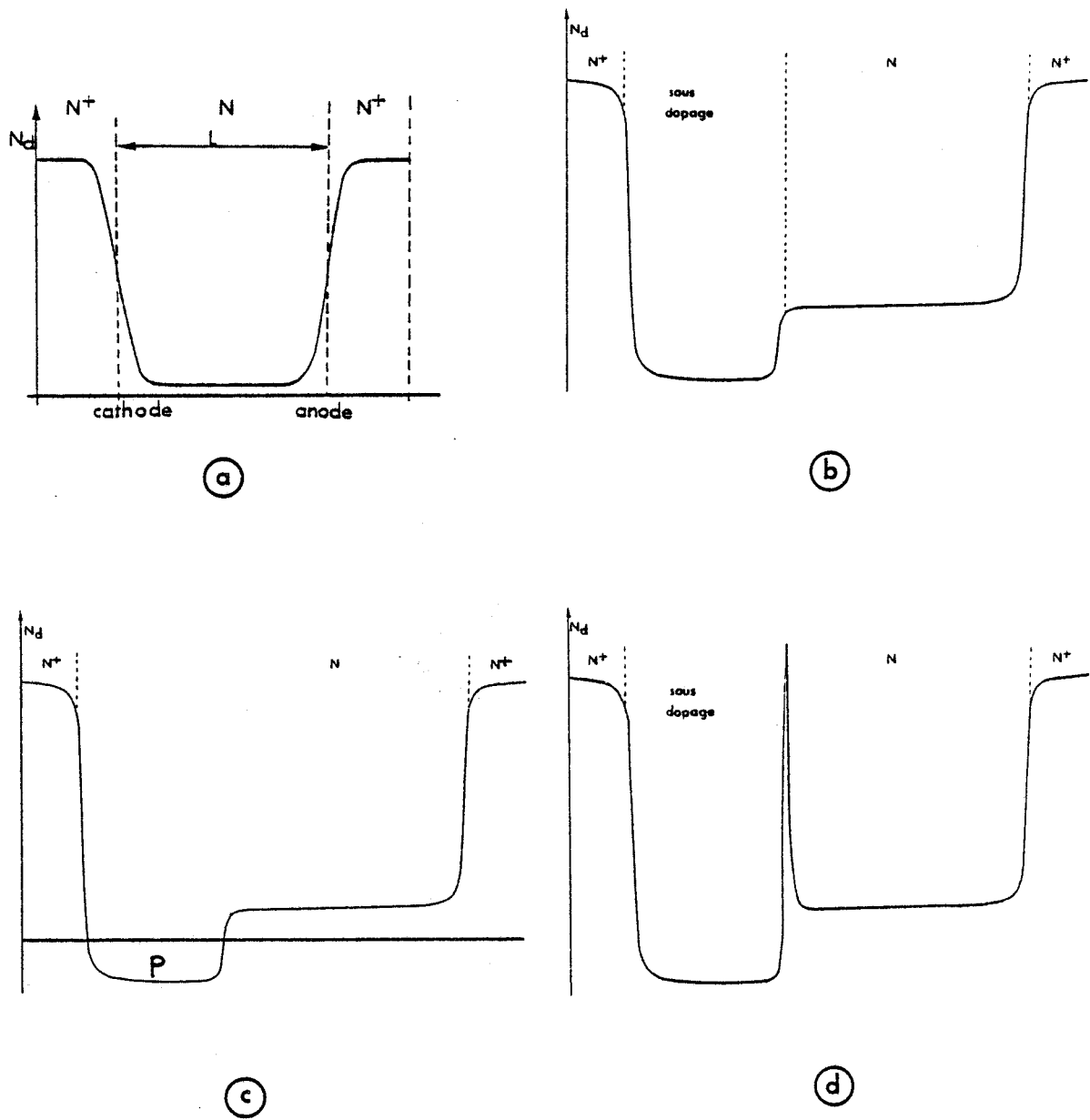


Figure 6 : Allure des différents profils de dopage étudiés (contacts de cathode de type injectant). a : structure N^+NN^+ . b : structure $N^+N^-NN^+$. c : structure N^+PNN^+ . d : structure $N^+N^-N^+NN^+$.

$$\epsilon(o) = \epsilon_{th} = 3/2 kT$$

$$n(o) = Nd(o)$$

$$v(o) = J / q/n(o)$$

$$\mu(o) = \mu [\epsilon(o)]$$

$$E(o) = v(o) / \mu(o)$$

Les porteurs de charge sont injectés avec une énergie moyenne égale à l'énergie d'agitation thermique; la densité de porteurs libres est assimilée au niveau de dopage, et le champ électrique prend la valeur nécessaire au passage du courant dans le substrat N^+ .

II.1.b. Les structures à modulation de dopage.

Ces structures ont très souvent été préconisées en gamme centimétrique, afin d'améliorer les performances hyperfréquences des dispositifs à transfert électronique. Nous serons par conséquent amenés à en étudier l'intérêt en gamme millimétrique.

Nous en citerons 3 principalement :

"la structure du type $N^+N^-NN^+$ (cf. figure 6b),

"la structure analogue à la précédente, où la zone N^- est remplacée par une zone P : $N^+P NN^+$ (cf. figure 6c),

"et enfin la structure $N^+N^-N^+ NN^+$ (cf. figure 6d).

La modélisation de telles structures ne pose absolument aucun problème, la présence du substrat N^+ suffisant à définir les conditions aux limites.

Cependant, notre modèle ne tient compte que d'un seul type de porteurs. Par conséquent, dans le cas d'une structure à jonction, il est nécessaire de faire en sorte que la zone P soit suffisamment étroite pour être transparente pour les électrons, qui la traversent alors par diffusion.

Remarquons également que bien que faisant partie de la catégorie des contacts polarisés en direct, ces structures peuvent présenter des effets de limitation de courant liés aux phénomènes de diffusion (plus particulièrement en ce qui concerne la structure à zone P). Toutefois, la caractéristique d'injection $J(E)$ ne présente pas de zone de saturation comme c'est le cas pour les contacts limitants.

II.1.c. L'hétérojonction isotype polarisée en direct.

Avant d'exposer la façon dont nous modélisons une hétérojonction isotype polarisée en direct, il nous semble utile de décrire rapidement les phénomènes physiques qui se manifestent à l'interface d'une telle jonction.

"Description des phénomènes physiques observés

Nous allons par exemple considérer le cas d'une hétérojonction isotype GaAlAs : N⁺ / GaAs : N .

La figure 7.a représente les structures de bande respectives des deux matériaux avant le contact.

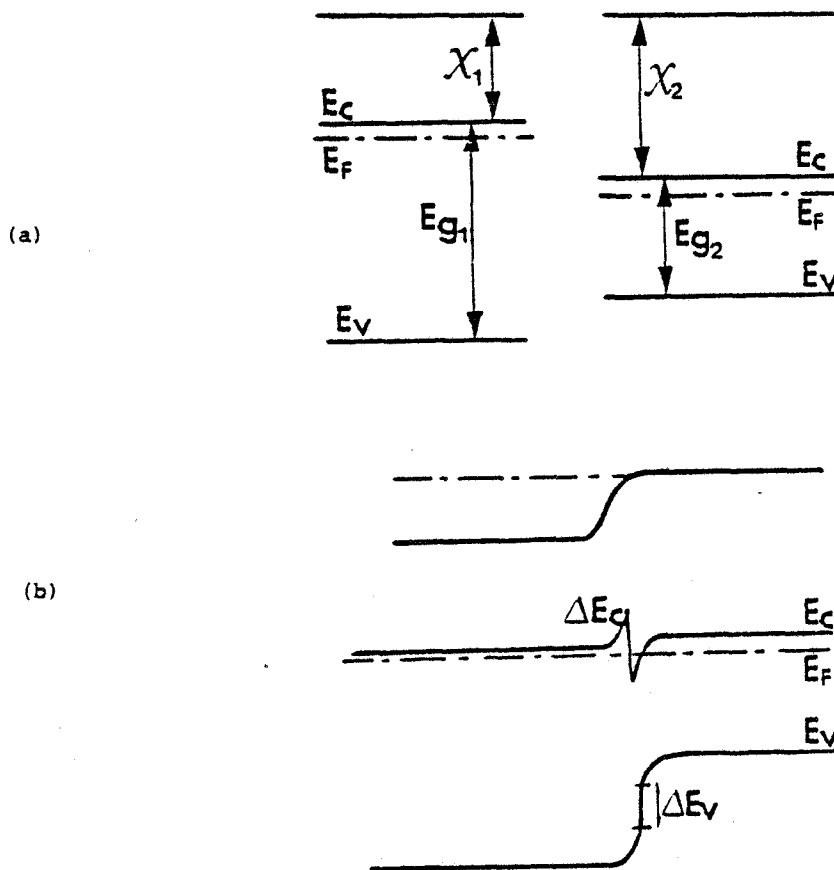


Figure 7 : Représentation qualitative des structures de bande respectives du GaAlAs et du GaAs avant le contact des deux matériaux (a) et après alignement des niveaux de Fermi (b).

Lorsque les deux matériaux sont mis en contact, l'alignement des niveaux de Fermi s'effectue de la façon suivante :

- les électrons qui se trouvent du côté GaAlAs du contact migrent vers les états moins énergétiques disponibles du côté GaAs, moins dopé;
- une couche d'accumulation apparaît donc du côté GaAs du contact;
- le départ des électrons provoque un dépeuplement du côté GaAlAs;
- l'apparition simultanée de ces deux zones d'accumulation et de déplétion conduit à une déformation progressive des bandes de conduction, qui s'incurvent.

- au fur et à mesure que les bandes de conduction se déforment le flux d'électrons migrant du GaAlAs vers le GaAs diminue;

- simultanément, il existe un flux très faible d'électrons allant du GaAs vers le GaAlAs. En effet, les électrons se trouvant dans la couche d'accumulation (côté GaAs) subissent des chocs qui redistribuent leur vitesse. Il existe un nombre très faible d'électrons qui satisfont alors aux conditions

sévères de passage de la barrière et qui peuvent retourner vers le GaAlAs.

- L'équilibre est atteint lorsque les deux flux d'électrons GaAlAs → GaAs et GaAs → GaAlAs sont égaux. Les niveaux de Fermi sont alors alignés (Cf. figure 7b).

"Méthode de modélisation"

Etant donné que nous utilisons un modèle macroscopique, nous n'avons accès qu'à l'énergie totale moyenne d'un porteur représentant le comportement de la population statistique moyenne. Il nous est par conséquent impossible d'effectuer une différenciation des porteurs de charge. C'est à dire que nous ne pouvons pas imposer des conditions de passage à l'interface comme cela est fait couramment dans un modèle particulaire.

Il existe cependant un moyen relativement simple de tenir compte de la barrière de potentiel due à l'hétérojonction, dans le cas où l'on considère que l'on est en présence d'une hétérojonction graduelle, c'est à dire qu'il existe une zone de composition intermédiaire de longueur finie L à l'interface.

En effet, dans ce cas, le champ électrique existant dans la zone intermédiaire peut s'écrire, en l'absence de champ appliqué extérieur [14][15] :

$$E(z) = - \frac{dV(z)}{dz} + \frac{1}{q} \frac{d\chi(z)}{dz} \quad (14)$$

(nous nous plaçons dans l'hypothèse du modèle unidimensionnel).

. V(x) est le potentiel électrostatique qui s'exprime simplement par l'équation de Laplace :

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_{ps}(x)} \quad (15)$$

. $\epsilon_{ps}(x)$ est la constante diélectrique, qui varie d'un matériau à l'autre

. $\chi(x)$ représente la différence d'affinité électronique entre les deux matériaux. Cette différence est également une fonction de l'abscisse dans le cas d'une hétérojonction graduelle.

Notons que l'écriture de E(x) telle qu'elle figure ci-dessus suppose que l'on néglige la contribution d'un terme lié aux variations de la masse effective m^* des porteurs d'un matériau à l'autre. Cette hypothèse est justifiée dans le cas d'une hétérojonction isotype telle que GaAlAs / GaAs par exemple [16] .

Par conséquent, si nous nous plaçons dans le cas le plus simple d'une gradualité linéaire ($\frac{dx}{dx} = cte$), la présence de l'interface GaAlAs / GaAs se manifeste par la superposition au champ électrique déduit de l'équation de Poisson $E_p(x) = - \frac{dV(x)}{dx}$ d'un créneau de champ électrique $E_c(x)$. Ce dernier a une largeur L et une amplitude égale à la pente de la fonction différence des affinités électroniques des deux matériaux $\chi(x)$, soit $\frac{d\chi(x)}{dx}$.

Si nous considérons de plus le cas d'une hétérojonction isotype $N^+ : GaAlAs / N : GaAs$ où les niveaux de dopage N^+ et N sont ceux couramment utili-

sés dans des dispositifs à transfert électronique ($N^+ \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $N \sim 10^{16} - 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), alors les bandes de conduction sont faiblement déformées et nous pouvons écrire avec une bonne approximation :

$$\chi(x) \approx V_b(x) \quad (16)$$

où $V_b(x)$ est la hauteur de barrière effective de l'hétérojonction (illustration figure 8).

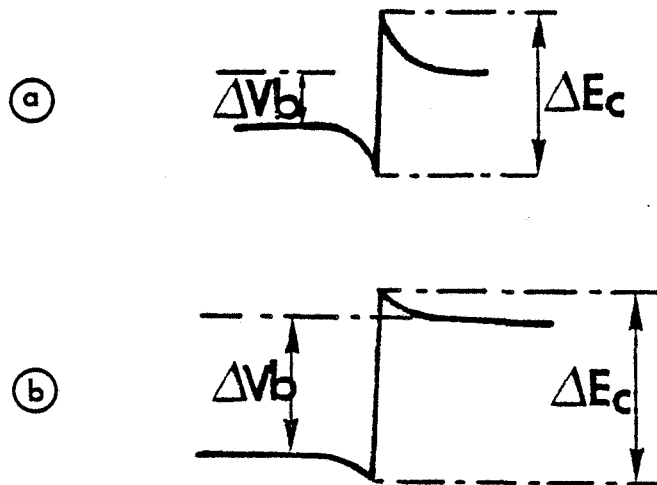


Figure 8 : Influence des niveaux de dopage respectifs du GaAlAs et du GaAs sur la courbure de leurs bandes de conduction.

a: N:GaAlAs \sim quelques 10^{15} cm^{-3} ; N:GaAs \sim quelques 10^{15} cm^{-3}
 b: N:GaAlAs \sim quelques 10^{16} cm^{-3} ; N:GaAs \sim quelques 10^{15} cm^{-3}

L'équation (15) peut alors se réduire à :

$$E(x) = - \frac{dV(x)}{dx} + \frac{1}{q} \frac{d[V_b(x)]}{dx} \quad (17)$$

Nous avons par conséquent réalisé la simulation d'une hétérojonction GaAlAs : N^+ / GaAs:N polarisée en direct, en utilisant un créneau spatial positif de champ électrique venant se superposer au champ électrique déduit de l'équation de Poisson.

Ce nouveau champ électrique [$E_p(x) + E_c(x)$] est substitué au champ électrique $E(x)$ dans les équations de conservation du moment et de l'énergie (éq. (7) et (8) page 8).

Nous avons comparé les résultats obtenus avec cette méthode de modélisation avec ceux issus d'une simulation de type Monte-Carlo. Cette dernière constitue une approche plus exacte, puisqu'elle permet de différencier les porteurs de charge en imposant des conditions de passage à l'interface.

La figure 9 illustre les résultats obtenus dans le cas d'une hétéro-

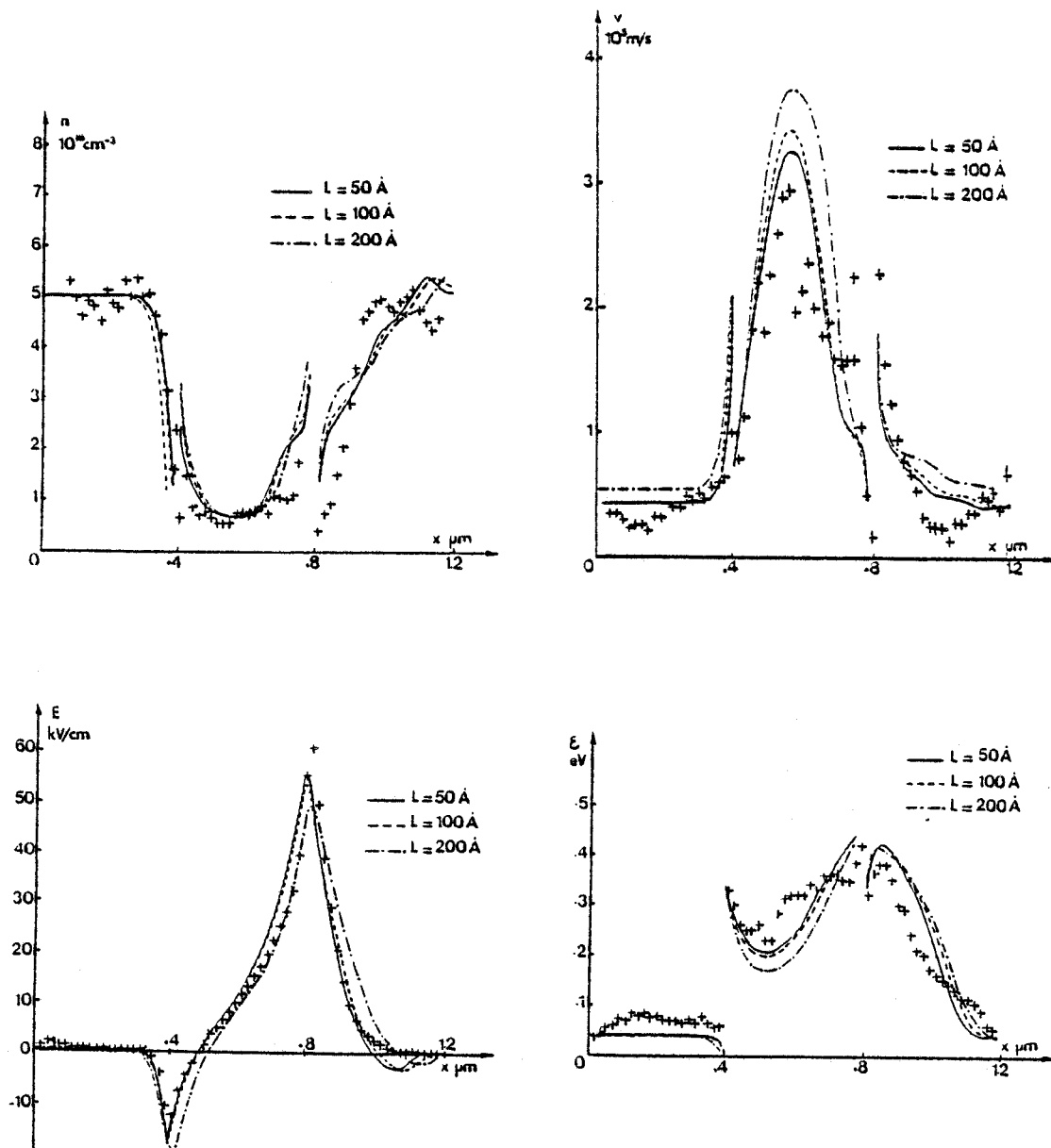


Figure 9 : Comparaison des évolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n , de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v , de leur énergie moyenne ε , et du champ électrique E , obtenues à partir de notre modèle analytique d'une part et à partir d'une simulation de type Monte-Carlo d'autre part.

GaAlAs/GaAs . $N^+ = 510^{16} \text{ cm}^{-3}$. $N = 2.510^{14} \text{ cm}^{-3}$. $L = 0.4 \mu\text{m}$
 $V_0 = 1 \text{ V}$. $\Delta E_{c1} = 0.3 \text{ eV}$. $\Delta E_{c2} = 0.25 \text{ eV}$. $T = 300^\circ \text{K}$.

+: simulation Monte-Carlo, hétérojonction abrupte; $N=0$; $N^+ = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
 $J_0 = 2.65 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$

modèle analytique	$\left\{ \begin{array}{l} \text{—} \quad L=50\text{\AA} \\ \text{---} \quad L=100\text{\AA} \\ \text{-.-} \quad L=200\text{\AA} \end{array} \right.$	$J_0 = 3.410^8 \text{ A/m}^2$
		$J_0 = 3.65 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$
		$J_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$

jonction isotype GaAlAs : N^+ / GaAs : N, polarisée en direct. La zone de gradualité est supposée égale successivement à 200, 100 et 50 Å en ce qui concerne la simulation macroscopique. Par contre la simulation de type Monte-Carlo (également effectuée au laboratoire [17]) a été réalisée dans le cas d'une hétérojonction abrupte.

Il apparaît que notre méthode de modélisation permet de mettre en évidence de façon relativement satisfaisante les phénomènes physiques observés au voisinage de l'interface, à savoir :

- croissance rapide de l'énergie moyenne des porteurs,
- existence d'une zone de déplétion du côté GaAlAs,
- existence d'une zone d'accumulation du côté GaAs.

Quantitativement, les résultats ainsi obtenus sont acceptables, dans la mesure où la simulation Monte-Carlo a été effectuée pour une hétérojonction abrupte.

Nous constatons en effet que la concordance des résultats obtenus à l'aide des deux types de simulation est d'autant meilleure que la largeur de la zone de gradualité de l'hétérojonction diminue.

Nous pouvons donc attribuer les écarts observés au fait que nous ne savons pas simuler une hétérojonction abrupte avec notre modèle analytique.

Il existe en outre une autre source de désaccord, liée au fait que nous avons simulé un composant ayant un niveau de dopage de la zone N faible mais non nul. Or la simulation Monte-Carlo a été effectuée pour une zone active de type I ($N_d=0$). C'est là la cause essentielle de l'écart observé sur la valeur du courant continu de polarisation J_0 , à tension de polarisation V_0 constante.

En résumé, il semble que cette méthode de prise en compte d'une hétérojonction isotype polarisée en direct par un créneau spatial de champ électrique constitue une bonne approche des phénomènes physiques.

II.2. CONTACTS DE CATHODE DE TYPE LIMITANT (σ FAIBLE).

Bien que le contact N^+ sur N soit le plus simple à réaliser technologiquement, de nombreuses études ont été effectuées, en gamme centimétrique principalement, sur des contacts de cathode limitant l'injection de courant. Ce type de contacts de cathode est en effet très souvent préconisé pour l'amélioration des performances hyperfréquences des dispositifs à transfert électronique dans cette gamme de fréquence. Nous en expliciterons les raisons par la suite.

Il paraissait donc nécessaire d'étudier l'intérêt de ce type de contacts en gamme millimétrique.

En ce qui nous concerne, nous avons plus particulièrement effectué la modélisation de deux contacts limitants, à savoir :

*l'hétérojonction isotype polarisée en inverse, du type GaAs sur GaAlAs ou encore GaInAsP sur InP,

*et d'autre part le contact métal sur semiconducteur, usuellement

dénoté contact Schottky, polarisé en inverse.

II.2.a. L'hétérojonction isotype polarisée en inverse.

En ce qui concerne ce type de contact, deux méthodes de simulation sont envisageables. Le choix entre ces deux méthodes dépend essentiellement de la position de l'hétérojonction dans la structure considérée.

"Cas de l'hétérojonction GaAs :N / GaAlAs :N⁺

Nous venons de montrer qu'il était possible de simuler la présence d'une hétérojonction graduelle polarisée en direct par l'application d'un créneau spatial positif de champ électrique, superposé au champ électrique déduit de l'équation de Poisson.

De la même façon, nous pouvons simuler la présence d'une hétérojonction graduelle polarisée en inverse par l'application d'un créneau spatial négatif de champ électrique.

Nous présentons sur la figure 10 une comparaison des résultats ainsi obtenus avec ceux issus d'une simulation de type Monte-Carlo, dans le cas d'une structure GaAlAs :N⁺ / GaAs :N / GaAlAs :N⁺. De même que précédemment, la simulation Monte-Carlo a été effectuée en supposant une hétérojonction abrupte. Nous avons en ce qui nous concerne considéré une zone de gradualité variant de 200 à 50 Å .

L'hétérojonction GaAlAs :N⁺ / GaAs :N est celle qui a été décrite précédemment. Si nous nous intéressons plus particulièrement à l'hétérojonction GaAs:N / GaAlAs :N⁺, nous constatons une fois de plus que les résultats présentent une concordance relativement satisfaisante. Les phénomènes physiques sont bien décrits.

Cependant, cette méthode de modélisation n'est pas toujours applicable : des instabilités numériques peuvent apparaître. C'est le cas par exemple, lorsque les électrons atteignant l'interface proviennent d'un substrat N⁺, c'est à dire lorsque leur énergie moyenne totale est voisine de l'énergie thermique.

"Cas de l'hétérojonction GaAs :N⁺ / GaAlAs :N ou GaInAsP :N⁺ / InP :N

Lorsqu'ils proviennent d'un substrat N⁺, les électrons sont soumis à un champ électrique extérieur faible. De façon à franchir la barrière due à l'hétérojonction polarisée en inverse, les porteurs doivent acquérir une énergie cinétique suffisante. Pour ce faire, ils doivent créer leur propre champ électrique, ce qui est réalisé par une accumulation de porteurs libres à l'interface. Cette couche d'accumulation de porteurs libres a une amplitude beaucoup plus importante que dans le cas précédent (jonction N/N⁺), où les porteurs étaient soumis à un champ électrique important donc étaient fortement énergétiques avant d'atteindre l'interface.

Ceci est illustré sur la figure 11 où nous avons représenté les évolutions des différentes grandeurs physiques, dans le cas d'une hauteur de barrière de 0.1eV environ.

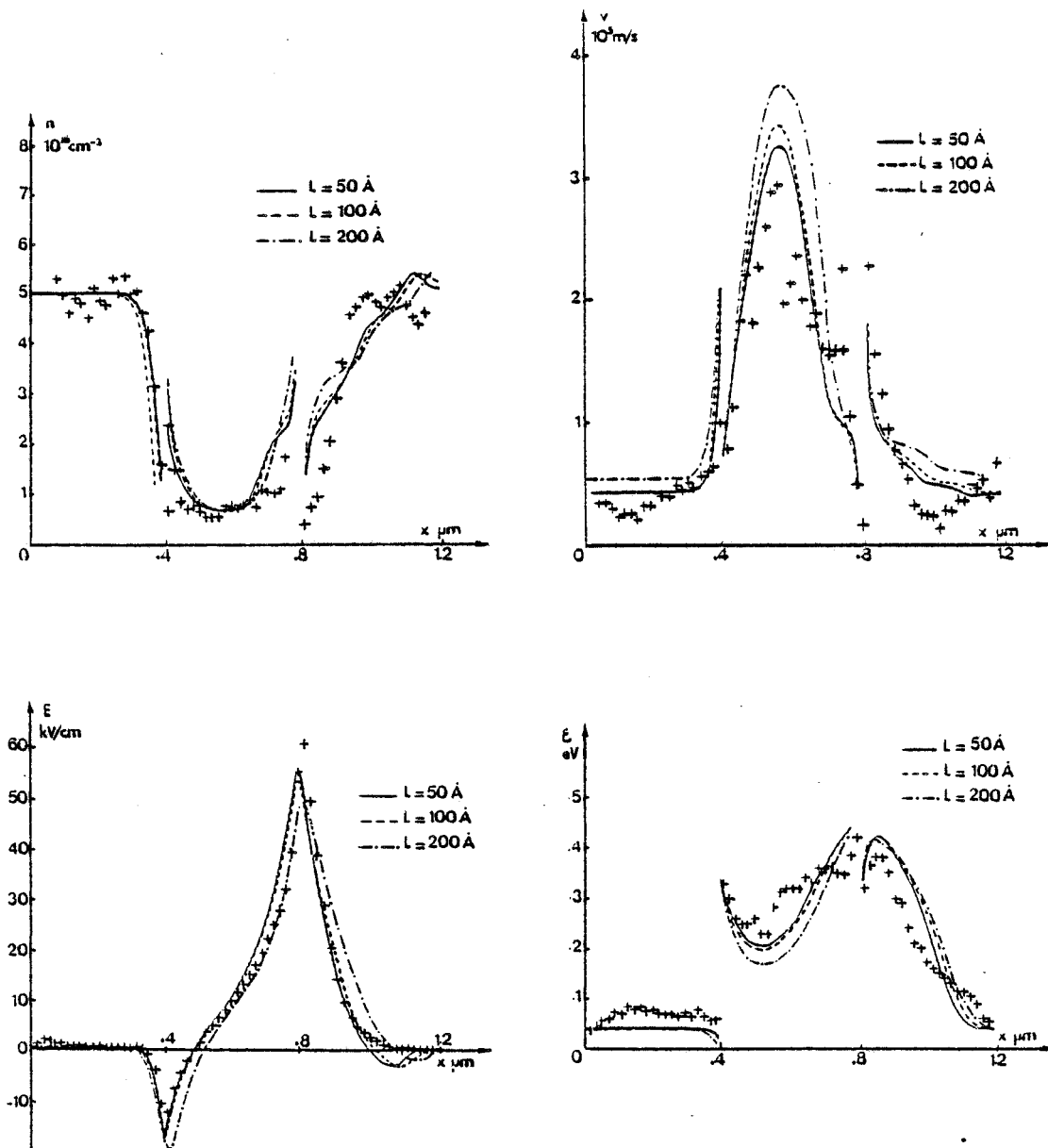


Figure 10 : Comparaison des évolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n , de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v , de leur énergie moyenne E , et du champ électrique E , obtenues à partir de notre modèle analytique d'une part et à partir d'une simulation de type Monte-Carlo d'autre part.
 GaAlAs/GaAs . $N^+ = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. $N = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. $L = 0.4 \mu\text{m}$
 $V_0 = 1 \text{ V}$. $\Delta E_{c1} = 0.3 \text{ eV}$. $\Delta E_{c2} = 0.25 \text{ eV}$. $T = 300^\circ \text{K}$.
 + : simulation Monte-Carlo, hétérojonction abrupte; $N_0 = 0$; $N^+ = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
 $J_0 = 2.65 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$.

modèle analytique	{	— $L = 50 \text{ \AA}$;	$J_0 = 3.4 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$
		- - - $L = 100 \text{ \AA}$;	$J_0 = 3.65 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$
		- . - $L = 200 \text{ \AA}$;	$J_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$

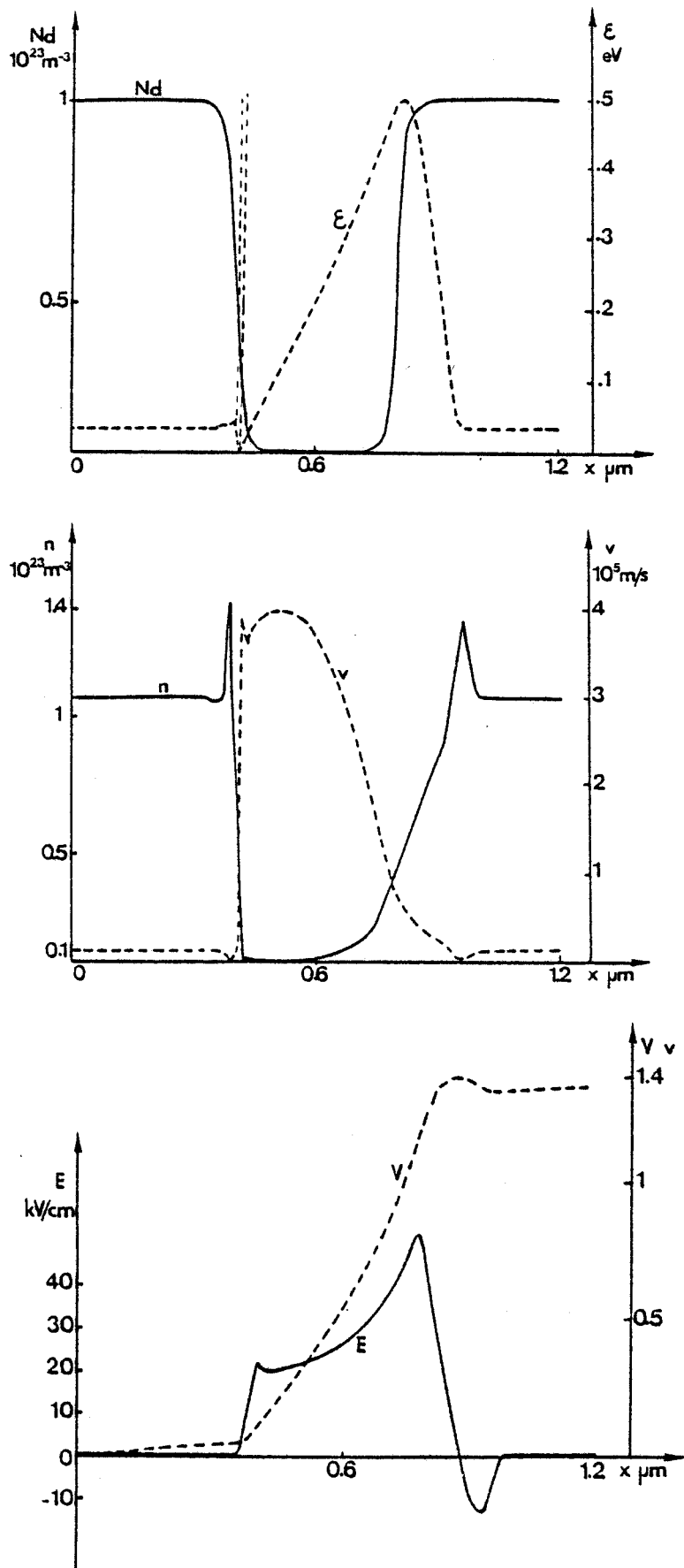


Figure 11 : Cas d'une hétérojonction GaInAs : N^+ / InP:N polarisée en inverse.

$$\Delta E_{Cl} = 0.1 \text{ eV} \quad T = 300^\circ \text{K} \quad N = 810^{15} \text{ cm}^{-3} \quad L = 0.4 \mu\text{m}$$

$$V_0 = 1.35 \text{ V} \quad J_0 = 6.95 \cdot 10^3$$

Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n , de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v , de leur énergie moyenne E et du champ électrique E .

Nous constatons que la couche d'accumulation de porteurs libres croît jusqu'à une valeur égale à environ 1.5 fois le niveau de dopage du substrat N^+ . En fait la densité de porteurs libres côté N^+ croît jusqu'à ce que la vitesse de diffusion des porteurs ($v_{diff} = -\frac{\mu}{n} \frac{dnkT}{dx}$) devienne supérieure à la vitesse d'entraînement due au champ électrique ($v_{cond} = -\mu E$), permettant ainsi le passage du courant.

Dans le cas de hauteurs de barrière plus importantes, la valeur atteinte par la couche d'accumulation est encore plus élevée. Des problèmes d'instabilités numériques liés aux gradients spatiaux (notamment sur n et v) et d'autre part des temps de calcul considérablement augmentés (rappelons qu'il faut $\Delta t < \frac{\epsilon_0 \mu}{qn_{max}}$ et $\frac{\Delta x}{\Delta t} > v_{max}$) rendent alors cette méthode de modélisation difficilement exploitable. Par ailleurs cette méthode, comme précédemment ne permet de traiter que des hétérojonctions graduelles.

Nous avons donc développé une autre méthode de simulation qui consiste à imposer la loi d'injection et les conditions aux limites à l'interface, et qui permet de traiter le cas d'hétérojonctions abruptes.

Nous avons utilisé une loi d'injection du type émission thermoionique telle que celle décrite par Sze [18], c'est à dire :

$$J = J_0 \left(1 - \frac{V_a}{V_b}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (18)$$

$$J_0 = \frac{qA^*}{k} V_b \exp\left(-\frac{qV_b}{kT}\right) \quad (19)$$

où k est la constante de Boltzmann,

T est la température de fonctionnement,

A^* est la constante de Richardson,

V_b est la hauteur de barrière à l'interface,

et V_a est la tension de polarisation inverse appliquée aux bornes de l'hétérojonction (V_a est donc négative).

La tension appliquée V_a peut être obtenue par comparaison avec les résultats issus de la méthode de modélisation précédente (superposition d'un créneau de champ négatif) quand elle est applicable.

Dans le cas d'une hétérojonction du type GaInAs : N^+ / InP : N , nous avons ainsi effectué une comparaison des lois d'injection $J(V)$ obtenues par les deux méthodes. La figure 12 montre que la concordance des résultats est tout à fait satisfaisante.

(Remarque : nous avons ici considéré une hauteur de barrière $V_b = 0.1$ ev. Cette valeur ne correspond pas à la hauteur de barrière réelle d'une hétérojonction GaInAs: N^+ / InP : N ; cette valeur nous a été imposée par les impératifs numériques évoqués ci-dessus).

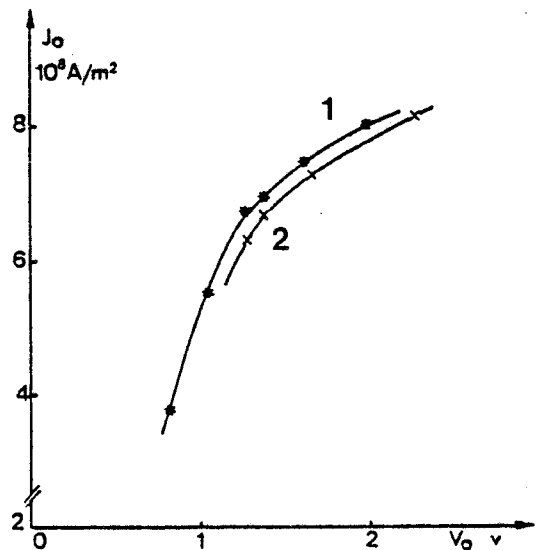


Figure 12 : Cas d'une hétérojonction GaInAs :N⁺ / InP :N.
 $T=300^{\circ}\text{K}$, $N=8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $L=0.4 \mu\text{m}$, $\Delta E_c = 0.1 \text{ eV}$.
 Comparaison des caractéristiques $J(V)$ obtenues à partir des deux méthodes de simulation :

- 1- application d'un créneau spatial négatif de champ électrique
- 2- loi d'injection à l'interface imposée (V est ici la tension aux bornes du composant).

Notons que ce type de contact n'est pas parfaitement limitant, puisque la caractéristique inverse $J(V_a)$ ne présente pas de zone de saturation, mais une zone à pente plus faible où le courant croît linéairement en fonction de la tension appliquée.

En ce qui concerne les conditions aux limites à l'interface, nous les avons définies par analogie avec celles utilisées dans le cas du contact métal sur semiconducteur (que nous décrirons au paragraphe suivant).

$$J = q A^* T \frac{V_b}{k} \exp\left(-\frac{qV_b}{kT}\right) \cdot \left(1 - \frac{V_a}{V_b}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right)\right]$$

$$n_0 = J / q / v_r \quad ; \quad n(0) = n_0 \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right)$$

$$J = q n(0) v(0) + \epsilon \frac{\partial E(0)}{\partial t}$$

$$E(0) \neq \frac{J}{\left[\left(q n(0) \mu\right)^2 + \epsilon^2 \omega^2\right]^{1/2}}$$

où v_r est une vitesse dite " de recombinaison " et définie par $v_r = A^* T^2 / q N_c$
 N_c étant le nombre d'états disponibles dans la bande de conduction.

II.2.b. Le contact métal sur semiconducteur polarisé en inverse.

Afin de décrire de façon relativement simple et réaliste les propriétés d'un contact métal sur semiconducteur polarisé en inverse, nous avons utilisé la même approche que pour le cas de l'hétérojonction polarisée en inverse : nous avons imposé la loi d'injection et les conditions aux limites à l'interface (côté semiconducteur). L'utilisation de cette méthode est justifiée par le fait que l'interface métal sur semiconducteur est d'épaisseur très faible.

Nous avons considéré une loi d'injection de courant du type diffusion - émission thermoionique (cf. Sze [18]). Le courant injecté est donc de la forme :

$$J = q (n_0 - n_s) v_n \quad (20)$$

où $n_0 = N_c \exp \left(- q \frac{V_b}{kT} \right)$ est la densité de porteurs libres côté semiconducteur à l'équilibre thermodynamique,
 $n_s = n_0 \exp \left(q \frac{V_a}{kT} \right)$ est la densité de porteurs libres côté semiconducteur lorsqu'une tension extérieure V_a est appliquée,
 V_a est la tension de polarisation inverse ($V_a < 0$) appliquée aux bornes de la zone désertée,
 V_b est la hauteur de la barrière Schottky.

La figure 13 illustre les évolutions

- de la concentration de porteurs libres n ,
 - de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v ,
 - de l'énergie moyenne totale des porteurs ϵ ,
 - et du champ électrique E ,
- au voisinage de l'interface.

Du côté semiconducteur du contact, nous observons la présence d'une zone déplétée, associée à une valeur élevée du champ électrique à l'interface; ces conditions aux limites résultent des conditions de polarisation inverse du contact.

Nous supposons que les électrons, qui étaient chauds du côté métal du contact, perdent quasiment toute leur énergie cinétique au passage de la barrière polarisée en inverse. Du côté semiconducteur du contact, les électrons ont donc une énergie moyenne faible, voisine de l'énergie d'agitation thermique. Le champ électrique dans cette zone étant très élevé, les porteurs de charge sont alors soumis à une survitesse très importante. C'est pourquoi nous supposons qu'à l'interface les phénomènes de diffusion ne sont pas prédominants localement, et nous écrivons la vitesse de dérive des porteurs comme résultant du seul champ électrique.

Les porteurs de charge acquièrent ensuite très rapidement l'énergie cinétique nécessaire à leur passage en vallées hautes. Ainsi lorsqu'ils parviennent à l'extrémité de la zone désertée, les porteurs de charge sont chauds et leur vitesse moyenne est alors voisine de la vitesse limite dans le matériau.

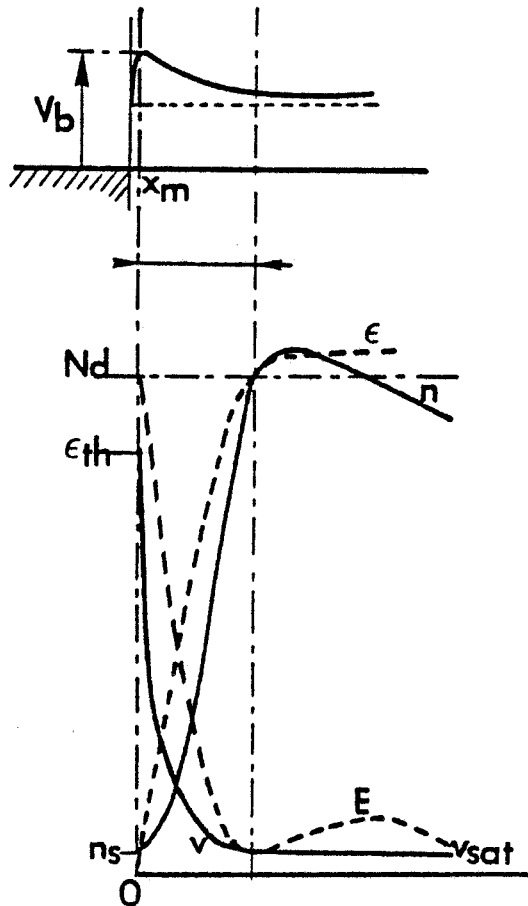


Figure 13 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n , de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v , de leur énergie moyenne ϵ , et du champ électrique E , du côté semiconducteur d'un contact métal sur InP.

En résumé, les conditions aux limites à l'interface métal sur semiconducteur sont écrites de la façon suivante (côté semiconducteur) :

$$J = -q (n_s - n_0) \sqrt{\tau}$$

$$n(0) = n_s$$

$$J = q n(0) \mu E(0) + \epsilon \frac{\partial E(0)}{\partial x}$$

$$E(0) \neq \frac{J}{[(q n(0) \mu)^2 + \epsilon^2 \omega^2]^{1/2}}$$

(où l'indice 0 représente dans notre modélisation la position repérée x_m sur la figure 13, et qui correspond en fait au maximum de la hauteur de barrière [18]).

II.2.c. Injection de type MESFET

Nous avons également effectué la simulation de composants à transfert électronique de type planar au GaAs, ayant une électrode de commande, c'est à dire à injection de type MESFET (cf. figure 14).

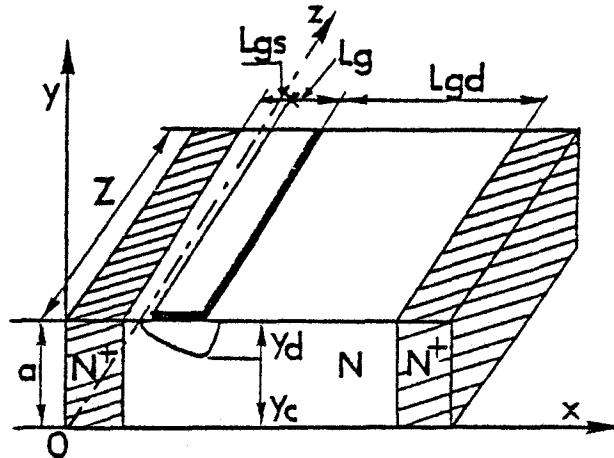


Figure 14 : Représentation schématique d'un composant à transfert électronique de type planar avec électrode de commande.

Afin d'obtenir une description rigoureuse du fonctionnement d'un composant de ce type, il est nécessaire d'effectuer une résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. Cette résolution, couplée à celles des équations de conservation, conduit à des procédures numériques complexes et à des temps de calcul importants [19], [20].

Afin d'obtenir des temps de calcul acceptables en vue d'une étude d'optimisation ultérieure, nous avons choisi d'adapter à notre problème le modèle simplifié du transistor à effet de champ développé au laboratoire par A.Cappy [6].

Cette partie de l'étude ne constituant pas la part la plus importante de notre travail, mais plutôt un aspect "prospectif", nous n'entrerons pas ici dans tous les détails de cette modélisation. Pour plus de détails, nous renvoyons le lecteur au mémoire de thèse rédigé par A.Cappy [6]. Nous allons simplement rappeler ici les hypothèses simplificatrices les plus significatives.

Le modèle utilisé est un modèle unidimensionnel qui repose sur les approximations suivantes :

- Les équipotentielles dans le canal sous la grille sont perpendiculaires à l'axe cathode-anode (ou source-drain).

- Les grandeurs physiques sont supposées ne pas dépendre de la coordonnée y . Ceci revient à dire que la densité de porteurs libres est uniforme et, d'autre part, que le champ électrique et la vitesse moyenne de dérive des porteurs n'ont qu'une composante suivant la direction x .

Les modèles bidimensionnels du transistor à effet de champ justifient la première hypothèse [21] .

La deuxième approximation découle directement de la première.

- La zone désertée est supposée entièrement vide de porteurs.

Cette approximation est d'autant plus justifiée que l'épaisseur du composant est grande vis à vis de la longueur de Debye, c'est à dire à fort niveau de dopage de la zone N, puisque :

$$L_{db} = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{q^2 N_d}} \quad (21)$$

- L'épaisseur de la zone désertée est calculée en supposant vérifiée l'hypothèse de Shockley [22] :

$$y_d(x) = a \sqrt{\frac{|V_{GS}| + V_b + V(x)}{W_{00}}} \quad (22)$$

où V_{GS} est la tension externe appliquée sur la grille,
 V_b est la hauteur de la barrière Schottky de grille,
 $V(x)$ est le potentiel local,
 W_{00} est la tension de pincement du canal, définie par

$$W_{00} = \frac{a^2 q N_d}{2\epsilon} \quad (23)$$

Pour établir cette expression, Shockley suppose que l'épaisseur de la zone désertée varie lentement sous la grille, ce qui lui permet de négliger l'influence du terme $\frac{\partial E}{\partial x}$ dans la zone désertée. Cette approximation est d'autant plus justifiée que le rapport lq/a est élevé.

- Enfin, nous tenons compte des phénomènes d'injection de porteurs libres dans la couche tampon, selon la méthode simple mise au point par A.Cappy[6], en utilisant une épaisseur équivalente du canal conducteur :

$$y_c(x) = a - y_d(x) + y_s \left(1 - \frac{N_d(x)}{n(x)} \right) \quad (24)$$

$$y_s \neq l_g/2$$

Remarque très importante.

La résolution unidimensionnelle de l'équation de Poisson dans ce type de composant est une approximation valable seulement dans la mesure où la tension appliquée sur la grille ne subit pas de variations temporelles rapides. En effet dans ce cas il faudrait tenir compte du fait que l'épaisseur de la zone désertée ne peut suivre instantanément les évolutions de la tension de grille (ce que l'on ne peut mettre en évidence qu'en résolvant l'équation complète de Laplace).

Cependant, dans notre cas, la grille est toujours découplée par rapport à la source vis à vis du signal hyperfréquence, dans la mesure où nous n'utilisons la grille que comme une électrode de commande statique d'injection ($V_{GS} = -V = \text{cte}$). Les hypothèses décrites précédemment sont donc en partie justifiées.

CONCLUSION

Nous avons dans ce premier chapitre tenté de montrer la validité de notre modèle pour différentes applications.

Nous avons explicité la façon dont nous prenions en compte la nature du contact de cathode, tant au niveau de la méthode de simulation que de l'écriture des conditions aux limites.

Dans la mesure où nous disposions des résultats de simulations Monte-Carlo, nous avons effectué les comparaisons qui s'imposaient.

Nous avons ainsi montré que nous disposions d'un outil numérique fiable relativement souple, permettant d'obtenir une bonne description des phénomènes physiques.

De plus, les temps de calcul demeurent tout à fait raisonnables et la précision des résultats est satisfaisante.

Notre premier objectif ayant été atteint nous allons maintenant pouvoir présenter une étude systématique des différents modes de fonctionnement et des performances hyperfréquences des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] H.D. REES
"Time response of high-field electron distribution function in GaAs"
IBM J. Res. & Dev., 1969, n°13, pp.537-543.
- [2] D. JONES, H.D. REES
"Electron-relaxation effects in transferred-electron devices revealed by new simulation method"
Elect. Lett., vol.8, n°14, july 1972, pp.363-364.
- [3] R. BOSCH, H.W. THIM
"Computer simulation of TED using the displaced Maxwellian approach"
IEEE Trans. Elect. Dev. vol. ED-21, n°1, Jan. 1974, pp.16-24.
- [4] H. KROEMER
"Hot electron relaxation effects in devices"
Solid State Elect., vol.21, 1978, pp.61-67.
- [5] K. BLOTEKJAER
"Transport equations for electrons in two-valley semiconductors"
IEEE Trans. Elect. Dev., vol. ED-17, n°1, Jan. 1970, pp.38-47.
- [6] A. CAPPY
"Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique"
Thèse 3^e cycle, Lille I, Juin 1981.
- [7] P.N. BUTCHER, W. FAWCETT
"The intervalley transfer mechanism of negative resistivity in bulk semiconductors"
Proc. Phys. Soc., vol.86, 1965, pp.1205-1218.
- [8] W. FAWCETT, A.D. BOARDMAN, S. SWAIN
"Monte-Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide"
J. Phys. Chem. Solids, vol.31, 1970, pp.1963-1990.
- [9] R.K. MAINS, G.I. HADDAD, P.A. BLAKEY
"Simulation of GaAs IMPATT diodes including energy and velocity transport equations"
IEEE Trans. Elect. Dev., vol. ED-30, n°10, Oct 1983, pp.1327-1338.
- [10] M.R. FRISCOURT
"Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique"
Thèse Docteur-Ingénieur, Lille I, Avril 1982.
- [11] M. REISER
"Computer methods in applied mechanics and engineering"
Vol.1, p.17, 1972.
- [12] P.A. ROLLAND, E. CONSTANT, G. SALMER, R. FAUQUEMBERGUE
"Frequency limitation of GaAs transferred-electron devices: influence of operating D.C. and R.F. field values"
Elect. Lett., vol.15, n°13, June 1979, pp.373-374.

- "Comparative frequency behavior of GaAs, InP and GaInAs transferred-electron devices. Derivation of a simple comparative criterion"*
IEEE Trans. Elect.Dev., vol.ED-28, n°3, March 81, pp.341-343.
- [13] J.ZIMMERMANN, P.LUGLI, D.K.FERRY
"Non-equilibrium hot-carrier diffusion phenomenon on semiconductors. I-A theoretical non-markovian approach"
3d Int.Conf. on hot carriers in semiconductors, July 7th-10th, 1981, Montpellier, France.
J. de Physique, Colloque 'C7, supplément au n°10, tome 42, Oct.1981, pp.95-101.
"On the physics and modeling of small semiconductor devices. IV-generalized, retardation transport in ensemble Monte-Carlo techniques"
Solid-State Elect., vol.26, n°3, March 1983, pp.233-239.
- [14] D.T.CHEUNG, S.Y.CHIANG; G.L.PEARSON
"A simplified model for graded-gap heterojunctions"
Solid -State Elect., vol.18, 1975, pp.263-266.
- [15] H.J.A.BLUYSSSEN, L.J.VAN RUYVEN, F.WILLIAMS
"Effects of quantum confinement and compositional grading on the band structure of heterojunctions"
Solid-State Elect., vol.22, 1979, pp.573-579.
- [16] D.ANKRI
"Contribution à l'étude des phénomènes de transport électronique dans les transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs/GaAs"
Thèse d'état, Lille I, Septembre 1983.
- [17] R.FAUQUEMBERGUE, M.PERNISEK, A.GHIS, E.CONSTANT
"Monte Carlo two-dimensional simulation of a ballistic heterostructure"
14th ESSDERC, 10-13th Sept.1984, Lille,France.
- [18] S.M.SZE
"Physics of semiconductor devices"
2nd Edition, Wiley, 1981.
- [19] M.M.IBRAHIM
"Two-dimensional simulation of microwave gallium arsenide submicronic-gate field-effect transistor"
Ph.D.Thesis, 1983, Université du Caire, Egypte.
- [20] S.EL-GHAZALY
"Effect of substrate and gate length on the GaAs MESFET performance"
Ph.D.Thesis, 1983, Université du Caire, Egypte.
- [21] M.REISER
"A two-dimensional numerical FET model for D.C., A.C. and large-signal analysis"
IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-20, n°1, Jan.1973, pp.35-45.
- [22] W.SCHOCKLEY
"A unipolar field-effect transistor"
Proc.IRE, vol.40, 1952, pp.1365.

CHAPITRE 2

LIMITATIONS FRÉQUENTIELLES INTRINSÈQUES DE
L'EFFET DE VOLUME.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE - CHOIX DU MATÉRIAU.

CHAPITRE 2

LIMITATIONS FRÉQUENTIELLES INTRINSÈQUES DE L'EFFET DE VOLUME. INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE - CHOIX DU MATÉRIAU.

INTRODUCTION	35
I. RENDEMENT THÉORIQUE MAXIMAL EN RÉGIME STATIONNAIRE : INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE DE FONCTIONNEMENT	35
II. LIMITATIONS FRÉQUENTIELLES : INFLUENCE DES EFFETS DE DYNAMIQUE ÉLECTRONIQUE NON STATIONNAIRE	41
CONCLUSION	51
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	52

INTRODUCTION

Les propriétés des dispositifs à transfert électronique sont fondamentalement liées à l'effet de mobilité différentielle négative résultant du mécanisme de transfert électronique intervallées que l'on peut observer dans certains matériaux semiconducteurs ayant une structure de bande appropriée, tels que l'arséniure de gallium (GaAs), le phosphure d'indium (InP), ou bien encore le composé ternaire GaInAs...

Afin d'effectuer le choix du ou des matériaux les plus appropriés à une application donnée, il est tout d'abord nécessaire de comparer les potentialités intrinsèques de chacun d'eux.

De plus, notre préoccupation actuelle étant plus particulièrement l'étude de composants fonctionnant en gamme millimétrique, il nous faudra ensuite tenir compte des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire, qui se manifestent par une altération plus ou moins importante des performances intrinsèques de chacun de ces matériaux lorsque la fréquence augmente.

Enfin, un composant millimétrique fonctionnant à température élevée, il sera également utile de considérer les modifications de ces performances théoriques maximales en fonction de l'élévation de la température de fonctionnement.

Nous allons dans ce chapitre étudier en détail ces différents points.

I. RENDEMENT THÉORIQUE MAXIMAL EN RÉGIME STATIONNAIRE : INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE DE FONCTIONNEMENT.

Afin de déterminer les performances potentielles intrinsèques (notamment le niveau de rendement de conversion) d'un matériau à transfert électronique, nous considérons un échantillon infiniment long soumis à un champ électrique spatialement uniforme. En effet ce mode de fonctionnement "en volume" (ou mode à résistance négative) permet dans un premier stade de s'affranchir des contraintes géométriques ainsi que des problèmes de circuit externe. Dans ces conditions, les caractéristiques et les limites de ce mode ne dépendent que des propriétés intrinsèques du matériau considéré. Il s'agit donc du mode de fonctionnement théorique le plus approprié à une étude comparative des différents matériaux, même s'il ne peut être obtenu en pratique.

Nous considérons un champ électrique spatialement uniforme et donc de la forme :

$$E(x, t) = E_0 + E_1 \sin \omega_1 t \quad (25)$$

D'une façon générale le rendement de conversion est défini comme :

$$\eta = \frac{P_1}{P_0} \quad (26)$$

P_0 est la puissance continue dissipée dans le composant,

P_1 est la puissance hyperfréquence fournie par le composant (négative) qui s'exprime encore par :

$$P_1 = \frac{1}{2} V_1 \cdot I_1 \cdot \cos \phi_1 \quad (27)$$

où V_1 est l'amplitude crête de la composante fondamentale de la tension $V(t)$ (à la pulsation ω_1),

I_1 est l'amplitude crête de la composante fondamentale du courant $I(t)$,

ϕ_1 est le déphasage entre les composantes fondamentales de la tension et du courant.

Dans l'hypothèse d'un champ électrique spatialement uniforme, nous pouvons écrire :

$$V(t) = E(t) \cdot L \quad (28)$$

$$I(t) = S \cdot q \cdot n(t) \cdot v(t) \neq S \cdot q \cdot N_d \cdot v(t) \quad (29)$$

où L et N_d sont respectivement la longueur et le niveau de dopage du barreau de semi-conducteur.

Finalement, l'expression du rendement de conversion se réduit à :

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{E_1 v_1 \cos \phi_1}{E_0 v_0} \quad (30)$$

où v_0 et v_1 représentent respectivement la valeur moyenne et la valeur crête de la composante fondamentale de la vitesse de dérive des porteurs $v(t)$,

ϕ_1 est le déphasage entre les composantes fondamentales de la vitesse et du champ électrique.

Dans le cas du régime stationnaire, la vitesse de dérive des porteurs $v(t)$ est une fonction du seul champ électrique $E(t)$: $v(t) = f(E(t))$. Le rendement de conversion stationnaire est donc indépendant de la fréquence de fonctionnement.

Nous avons calculé ce rendement théorique maximal en régime stationnaire pour les trois matériaux susceptibles de présenter un intérêt pour la fabrication de composants à transfert électronique en gamme millimétrique, à savoir: le GaAs, l'InP et le GaInAs.

Nous avons déterminé cette grandeur pour deux valeurs de la température du matériau.

Les résultats obtenus dans des conditions optimales de polarisation sont résumés dans le tableau suivant :

(le choix des conditions de polarisation sera justifié dans le paragraphe suivant).

Rendement stationnaire maximal- $N_d=10^{16} \text{ cm}^{-3}$	GaAs	InP	GaInAs
Conditions de polarisation (kV/cm)	$E_0=20$ $E_1=17$	$E_0=55$ $E_1=48$	$E_0=20$ $E_1=18$
η_{stat} (300°K) %	16.7	27.9	32.2
η_{stat} (500°K) %	10.2	19.0	30.0

Deux constatations essentielles peuvent être faites en régime stationnaire :

"Le GaInAs présente un rendement théorique maximal supérieur à celui de l'InP, ce dernier étant lui-même potentiellement plus intéressant que le GaAs.

"D'autre part, l'élévation de température a pour conséquence une diminution du rendement potentiel en régime stationnaire, diminution de faible amplitude dans le cas du GaInAs, diminution plus sensible dans le cas du GaAs et de l'InP.

Ces différentes évolutions peuvent s'expliquer simplement à l'aide des considérations suivantes.

"L'effet de mobilité différentielle négative est d'autant plus important que le rapport de la vitesse pic à la vitesse saturée v_p/v_s est élevé.

La figure 16 représente l'évolution des caractéristiques statiques stationnaires $v(E)$ respectives de ces trois matériaux, à température ambiante ($T=300^\circ\text{K}$).

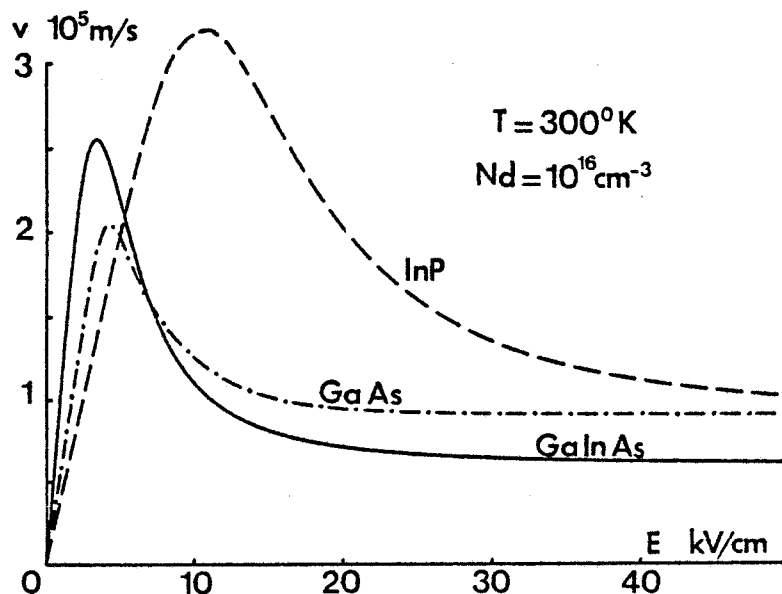
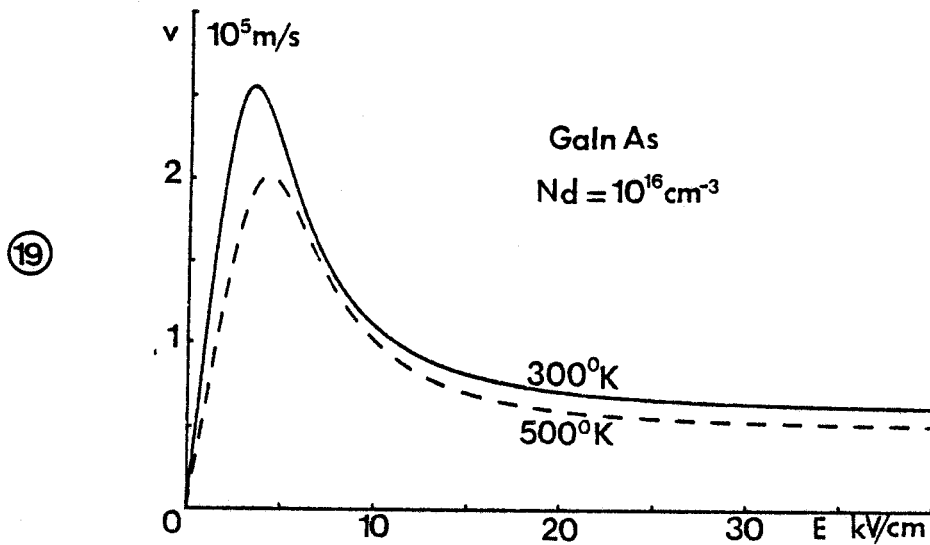
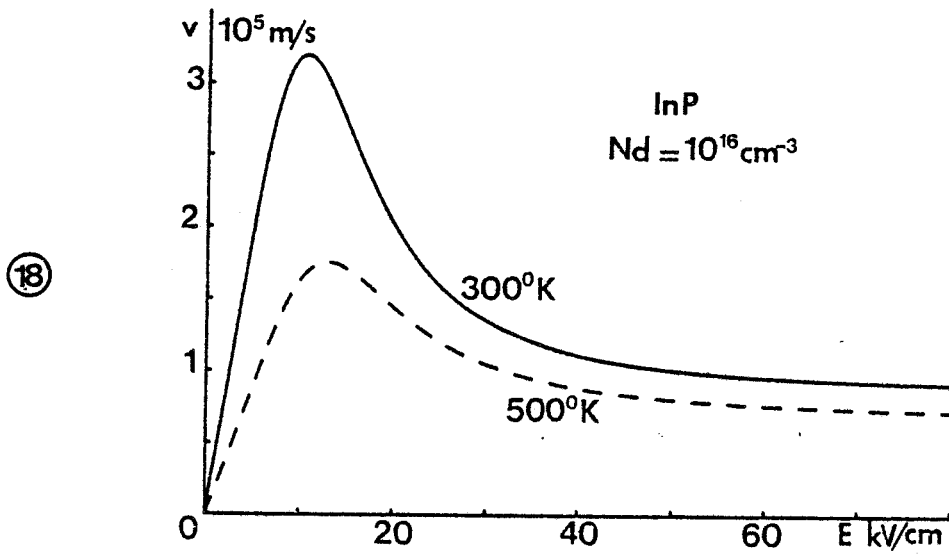
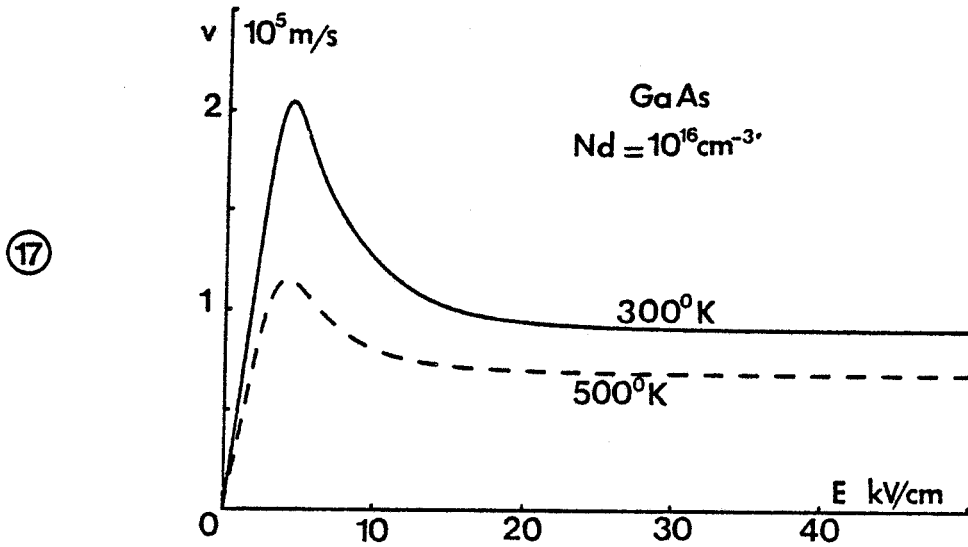


Figure 16: Caractéristiques statiques stationnaires $v(E)$ du GaAs, de l'InP, et du GaInAs à température ambiante $T = 300^\circ\text{K}$.



Figures 17,18 et 19 : Influence de la température sur l'évolution de la caractéristique stationnaire $v(E)$.

Bien que présentant une mobilité statique plus faible, l'InP a une vitesse pic v_p plus élevée que le GaAs, et ce à cause d'un champ critique E_c plus important, lié à une énergie de seuil plus élevée.

Le GaInAs quant à lui a un champ critique voisin de celui du GaAs, mais présente également une importante vitesse pic, liée à une valeur très élevée de la mobilité statique.

Le tableau suivant résume ces différentes remarques :

$T = 300^\circ\text{K}$ $N_d = 10^{16} \text{cm}^{-3}$	GaAs	InP	GaInAs
mobilité statique μ ($\text{m}^2/\text{V/S}$)	0.57	0.40	1.1
champ critique E_c (kV/cm)	#4.5	10	#4.0
vitesse pic v_p (10^5m/S)	#2.0	3.2	2.55
vitesse saturée v_s (10^5m/S)	0.9	0.9	0.6
rapport v_p/v_s	2.2	3.5	4.25

Nous retrouvons ici la liaison directe existant entre le rapport v_p/v_s et le rendement de conversion en régime stationnaire.

*Si nous considérons maintenant les évolutions des caractéristiques stationnaires respectives des différents matériaux en fonction de la température (illustrations figures 17,18 et 19) nous constatons une diminution à la fois de la mobilité statique, de la vitesse pic et de la valeur de la vitesse limite dans le matériau.

Le tableau précédent peut être complété de la façon suivante :

$N_d = 10^{16} \text{cm}^{-3}$	GaAs	InP	GaInAs
μ $T=300^\circ\text{K}$ $\text{m}^2/\text{V/S}$ $T=500^\circ\text{K}$	0.57 0.38	0.40 0.18	1.1 0.68
v_p $T=300^\circ\text{K}$ 10^5m/S $T=500^\circ\text{K}$	2.0 1.15	3.2 1.75	2.55 2.0
v_s $T=300^\circ\text{K}$ 10^5m/S $T=500^\circ\text{K}$	0.9 0.65	0.9 0.7	0.6 0.5
v_p/v_s $T=300^\circ\text{K}$ $T=500^\circ\text{K}$	2.2 1.75	3.5 2.5	4.25 4.0

La diminution du rapport de la vitesse pic à la vitesse saturée v_p/v_s explique l'évolution du rendement de conversion obtenu en régime stationnaire en fonction de la température de fonctionnement.

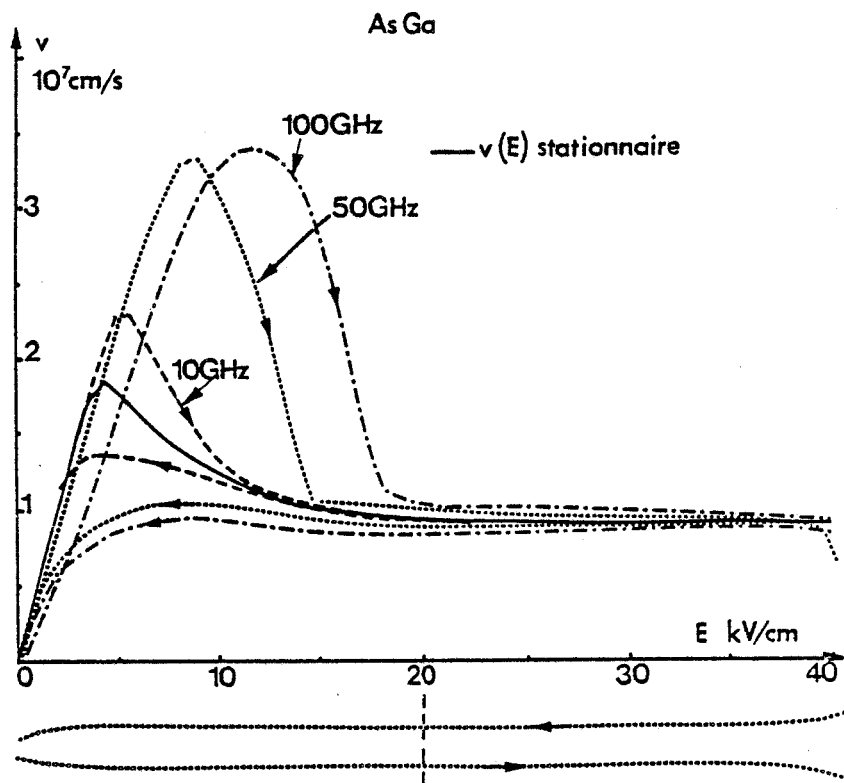


Figure 20 : Influence des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire sur l'évolution de la caractéristique $v(\epsilon, E)$.

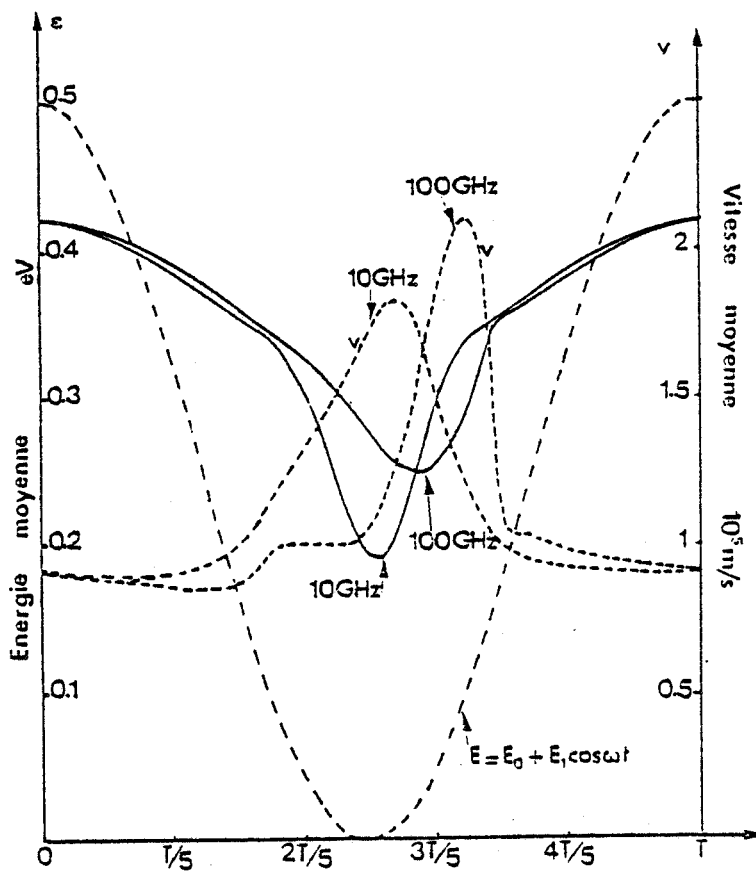


Figure 21 : Evolutions temporelles de l'énergie moyenne et de la vitesse moyenne de dérive des porteurs au cours d'une période du signal hyperfréquence, à 10 et 100GHz respectivement.

II. LIMITATIONS FRÉQUENTIELLES : INFLUENCE DES EFFETS DE DYNAMIQUE ÉLECTRONIQUE NON STATIONNAIRE.

Nous avons jusqu'à présent considéré que le mécanisme de transfert électronique intervallées était instantané, c'est à dire que la vitesse de dérive des porteurs était une fonction du seul champ électrique instantané.

Cependant, si le champ électrique présente des variations spatiales très brutales ou des variations temporelles très rapides, l'énergie ne peut suivre instantanément les évolutions du champ électrique.

La dynamique des porteurs de charge dans ces phases transitoires a donc un caractère non stationnaire : ceci impose de considérer la vitesse de dérive des porteurs à la fois comme une fonction du champ électrique et de l'énergie :

$$v(t) = f(\epsilon, E).$$

Dans le cas d'un régime de fonctionnement à champ spatialement uniforme, l'énergie moyenne des porteurs et leur vitesse moyenne de dérive sont déterminées à partir des équations de conservation de l'énergie et du moment (éq. (7) et (8), page 8), simplifiées en tenant compte du fait que les gradients spatiaux sont nuls dans le cas particulier envisagé ici :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE}{dt} = qvE - \frac{E - E_0}{\tau_e(E)} \end{array} \right. \quad (31)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dv}{dt} = \frac{qE}{m^*(E)} - \frac{v}{\tau_m(E)} \end{array} \right. \quad (32)$$

En supposant, comme précédemment, un échantillon infiniment long soumis à un champ électrique sinusoïdal, la résolution des deux équations précédentes nous permet de déterminer la vitesse de dérive des porteurs en régime non stationnaire.

La figure 20 illustre les effets des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire sur l'évolution de la caractéristique $v(\epsilon, E)$, lorsque le rythme de variation du champ électrique (fréquence) augmente. Nous constatons que l'évolution de la vitesse moyenne de dérive des porteurs $v(\epsilon, E)$ en fonction du champ électrique s'écarte considérablement de la caractéristique $v(E)$ statique stationnaire et ce d'autant plus que la fréquence augmente.

Ces évolutions peuvent être interprétées à partir de considérations phénoménologiques simples.

REES a montré que la limitation fréquentielle principale dans l'arséniure de gallium provenait de la vitesse à laquelle les électrons pouvaient gagner ou perdre de l'énergie dans la vallée centrale de la structure de bande, plutôt que de la vitesse beaucoup plus grande avec laquelle ils sont transférés en vallées satellites [1]. Nous en donnons une illustration sur la figure 21, où nous avons représenté les évolutions temporelles de l'énergie moyenne et de la vitesse moyenne de dérive des porteurs, pendant une période du signal hyperfréquence à 10 et 100 GHz respectivement.

On voit sur cette figure que lorsque la fréquence augmente, la modification de l'évolution temporelle de l'énergie résulte presque exclusivement du faible taux de perte d'énergie des porteurs dans le transfert intravallée depuis le haut jusqu'au bas de la vallée centrale. L'acquisition d'énergie lorsque le champ électrique augmente est en effet beaucoup plus rapide.

Pendant ce transfert depuis le haut vers le bas de la vallée centrale, le champ électrique reste à de faibles valeurs (cf figure 21), et l'on peut considérer qu'il ne contribue que peu à l'acquisition d'énergie par les porteurs. Dans ces conditions, le taux auquel les électrons perdent de l'énergie en vallée centrale est sensiblement donné par :

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{E - E_0}{\tau_e(E)}$$

La figure 22 montre l'évolution de la puissance perdue par unité de temps par les porteurs, en l'absence de champ électrique, en fonction de l'énergie, et pour différents matériaux.

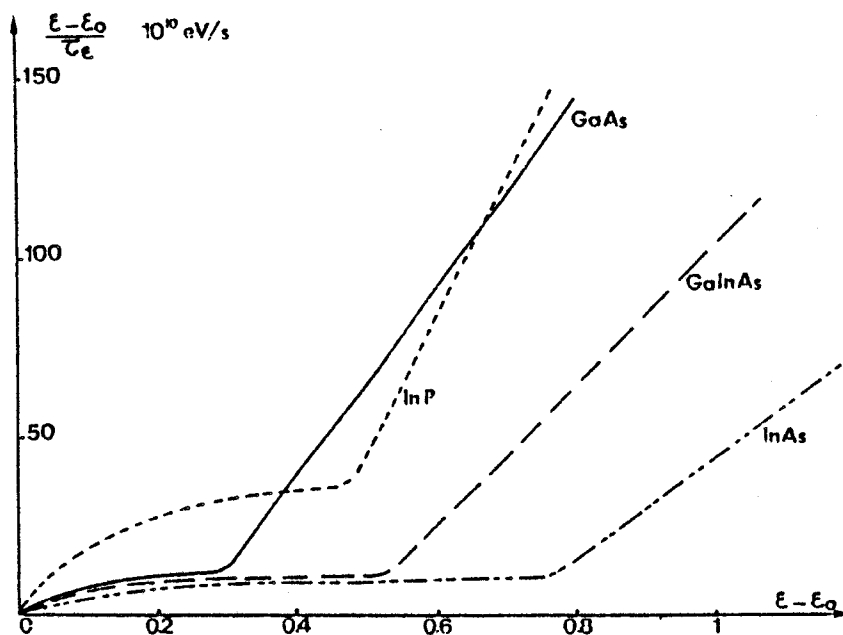


Figure 22 : Evolution de la puissance perdue par unité de temps par les porteurs, en l'absence de champ électrique, en fonction de l'énergie moyenne.

On constate qu'en vallée centrale ($\epsilon < 0.33$ eV pour le GaAs par exemple) la puissance perdue par unité de temps reste à une valeur faible et quasi-constante.

Il en résulte que l'énergie moyenne des porteurs décroît lentement lors du transfert intravallée, et que la vitesse moyenne de dérive des porteurs reste à une valeur proche de la vitesse limite dans le matériau pendant une bonne partie de l'alternance négative du signal hyperfréquence.

(Remarque: nous pouvons d'ores et déjà prévoir un comportement fréquentiel d'autant moins bon que la puissance perdue par unité de temps prend des valeurs faibles pour des valeurs d'énergie inférieures à l'énergie de seuil (cf figure 22)).

On conçoit alors aisément que lorsque le retard des variations temporelles de l'énergie par rapport à celles du champ électrique, devient du même ordre de grandeur que la période du signal hyperfréquence, l'effet de mobilité différentielle négative tend à disparaître. C'est cette limitation fréquentielle intrinsèque que nous allons tenter de déterminer ici.

Pour ce faire, nous allons de nouveau calculer le rendement de conversion η , mais, cette fois, en effectuant la décomposition en série de Fourier de la vitesse moyenne de dérive des porteurs considérée comme une fonction de l'énergie et du champ électrique : $v(t) = f(\epsilon, E, t)$.

Cependant, avant de donner les résultats de cette étude, nous allons rappeler brièvement deux phénomènes physiques de base, liés à la prise en compte du retard des variations temporelles de l'énergie par rapport à celles du champ électrique [2], [3].

La figure 23 illustre le comportement du dispositif en régime petit signal ($E_0 = 8 \text{ kV/cm}$, $E_1 = 3 \text{ kV/cm}$, $E_1/E_0 = 37.5\%$).

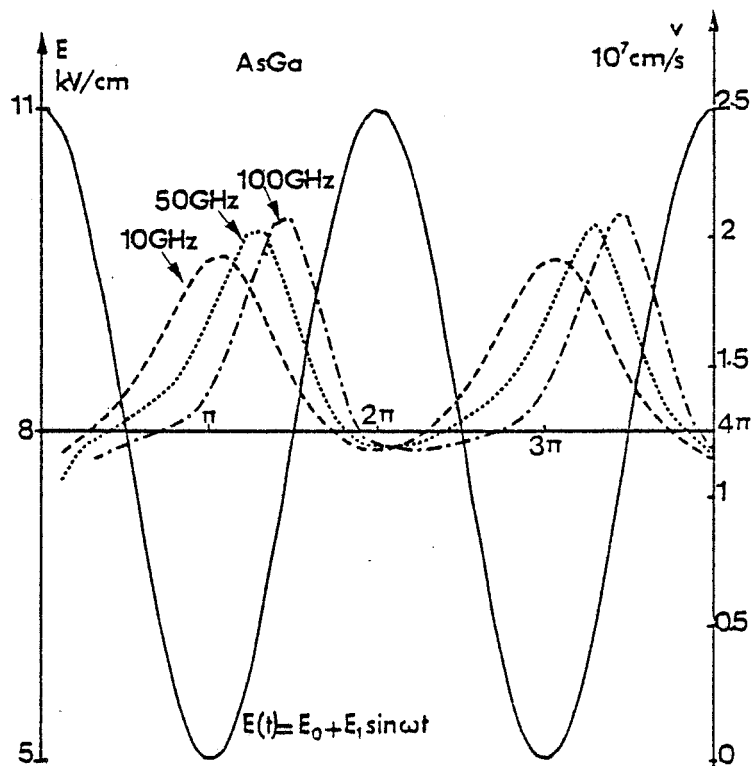


Figure 23 : Influence des conditions de fonctionnement : évolutions temporelles de la vitesse de dérive des porteurs et du champ électrique, en régime petit signal.

Nous constatons que le déphasage entre la vitesse moyenne de dérive des porteurs et le champ électrique augmente rapidement avec la fréquence, à cause de l'influence croissante des effets de relaxation des porteurs de charge. Lorsque ce déphasage atteint 270° , l'effet de mobilité différentielle négative disparaît.

Il est cependant possible de compenser partiellement cette influence néfaste des phénomènes non stationnaires.

En effet, la figure 24 illustre le comportement du dispositif en régime grand signal ($E_0 = 20 \text{ kV/cm}$, $E_1 = 15 \text{ kV/cm}$, $m = E_1/E_0 = 75\%$).

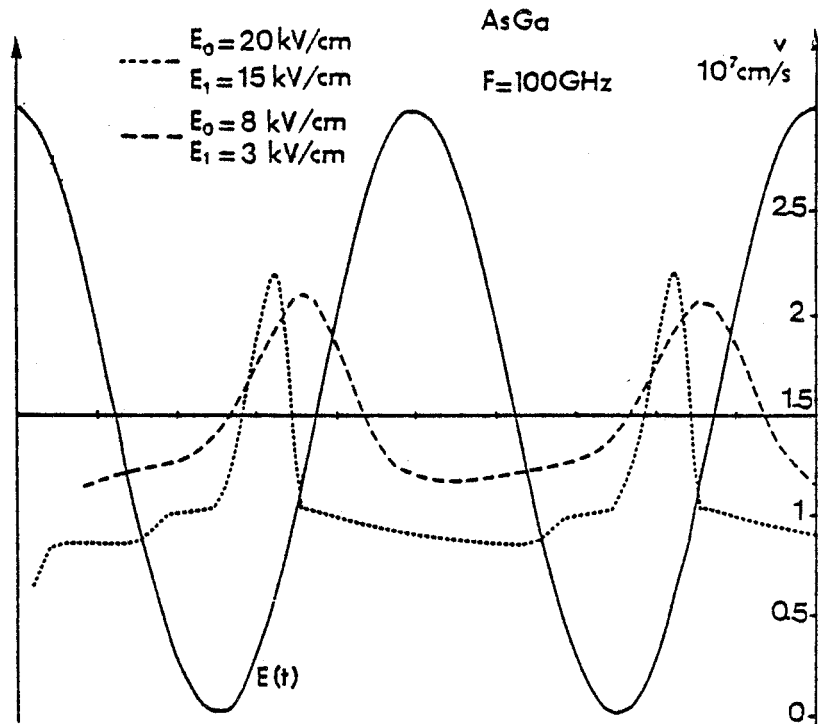


Figure 24 : Influence des conditions de fonctionnement : évolutions temporelles de la vitesse de dérive des porteurs en régimes petit et grand signal.

Les effets de relaxation se traduisent dans ce cas par deux phénomènes, qui se compensent partiellement :

- *une augmentation, comme précédemment, du déphasage entre la vitesse et le champ électrique, lorsque la fréquence augmente;

- *l'apparition d'un phénomène de survitesse qui a pour effet d'accélérer les variations de la vitesse de dérive des porteurs, ce qui transforme la forme d'onde du courant en un pic assez étroit. La décomposition en série de Fourier de la vitesse moyenne de dérive des porteurs fait alors apparaître une composante fondamentale dont l'amplitude et la phase sont beaucoup plus favorables qu'en régime petit signal.

Donc, si l'on augmente l'amplitude du champ électrique hyperfréquence, on augmente la fréquence de coupure intrinsèque de la mobilité différentielle négative, grâce aux phénomènes de relaxation.

Remarque

Il n'est toutefois pas suffisant de travailler à taux de modulation ($m=E_1/E_0$) élevé pour obtenir un effet de mobilité différentielle négative important. Encore faut-il choisir convenablement la valeur du champ électrique E_0 de polarisation. La figure 25 illustre les évolutions temporelles de la vitesse moyenne de dérive des porteurs pour deux valeurs du champ moyen E_0 et pour le même taux de modulation $m=E_1/E_0=75\%$.

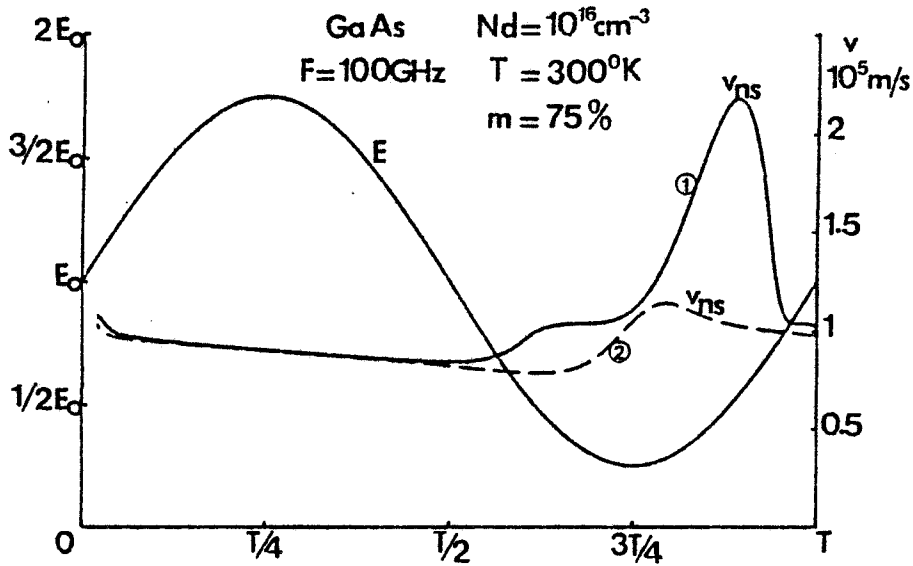


Figure 25 : Influence du choix du champ de polarisation E_0 , à taux de modulation constant : évolutions temporelles de la vitesse moyenne de dérive des porteurs.

1 : $E_0 = 20 \text{ kV/cm}$

2 : $E_0 = 47 \text{ kV/cm}$

Nous constatons que dans le cas où le champ E_0 est de 47 kV/cm , la forme d'onde de la vitesse moyenne de dérive des porteurs est beaucoup plus défavorable qu'en régime petit signal.

En effet, comme nous l'observons sur la figure 26 où nous avons représenté les évolutions de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique dans chacun des deux cas considérés ici, lorsque le champ électrique E_0 est élevé, on travaille pendant presque toute la période du signal hyperfréquence à vitesse égale à la valeur limite dans le matériau. On ne passe quasiment jamais en zone à mobilité différentielle positive. Dans ce cas la valeur crête de la composante fondamentale de la vitesse de dérive des porteurs est faible, le rendement de conversion tend vers une valeur nulle.

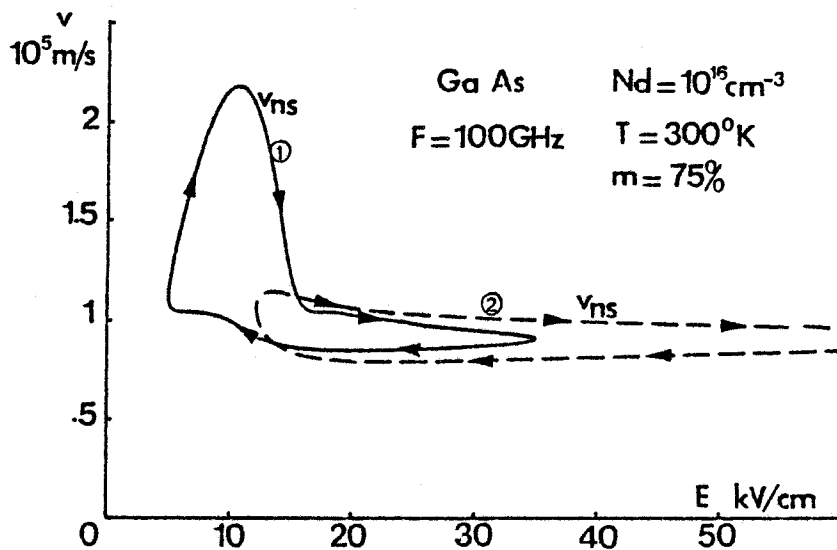


Figure 26 : Influence du choix du champ de polarisation E_0 à taux de modulation constant : évolutions de la caractéristique $v(\epsilon, E)$.

1 : $E_0 = 20 \text{ kV/cm}$

2 : $E_0 = 47 \text{ kV/cm}$

De façon à obtenir un effet de mobilité différentielle négative significatif, les conditions de polarisation doivent être telles que l'on passe en zone de mobilité différentielle positive pendant une fraction de la période du signal hyperfréquence.

Les résultats que nous présentons maintenant ont été obtenus en régime grand signal.

Les figures 27 et 28 illustrent les évolutions fréquentielles du rendement théorique maximal en régime non-stationnaire et en effet de volume pour le GaAs, l'InP et le GaInAs, pour des températures de fonctionnement de 300°K et 500°K, respectivement.

Les conditions de polarisation indiquées correspondent sensiblement aux conditions optimales.

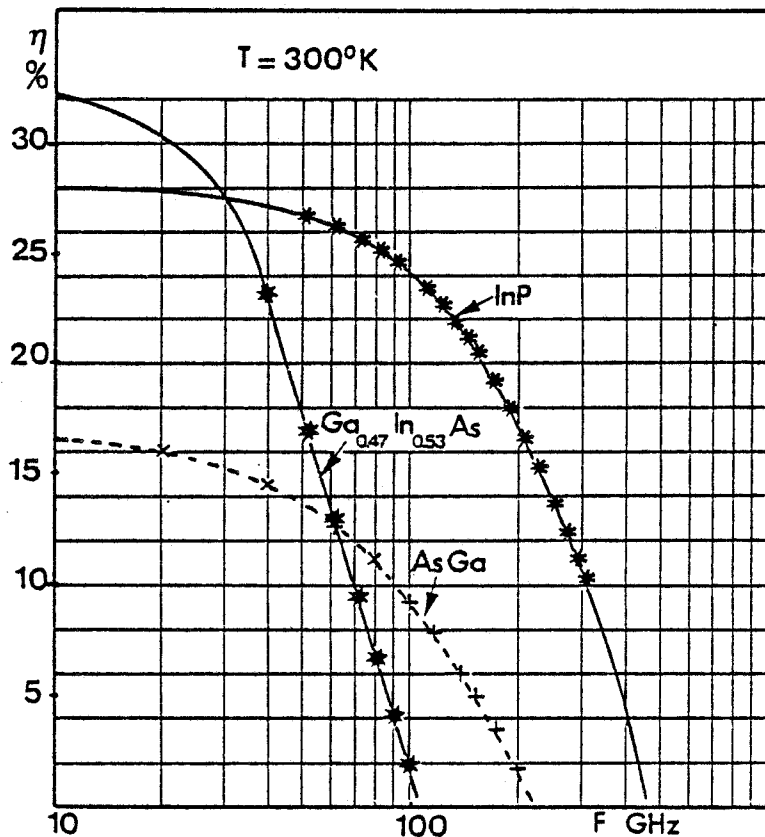


Figure 27 : Evolutions fréquentielles du rendement théorique maximal en régime non stationnaire: GaAs, InP et GaInAs à 300°K.

GaAs : $E_0 = 20kV/cm$, $E_1 = 17kV/cm$, InP: $E_0 = 55kV/cm$, $E_1 = 48kV/cm$;

GaInAs : $E_0 = 20kV/cm$, $E_1 = 18kV/cm$.

Considérons dans un premier temps les courbes obtenues à température ambiante (figure 27).

Nous constatons que le GaInAs présente la fréquence de coupure la plus faible, tandis que l'InP présente le comportement fréquentiel le plus intéressant.

Ces évolutions de la fréquence de coupure intrinsèque de la mobilité différentielle négative en fonction du type de matériau utilisé peuvent s'expliquer de façon simple.

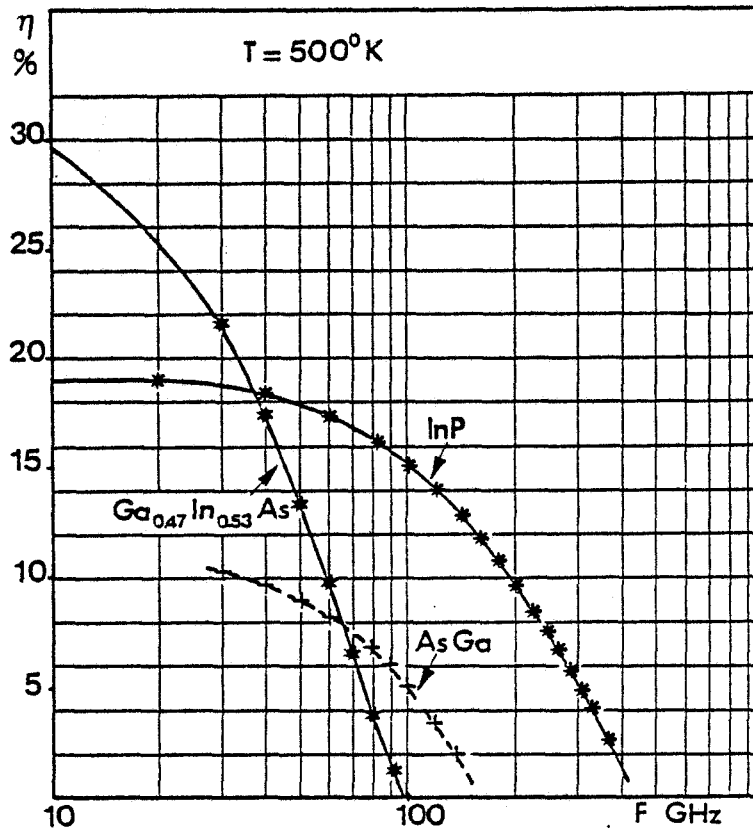


Figure 28 : Evolutions fréquentielles du rendement théorique maximal en régime non stationnaire : GaAs, InP et GaInAs à 500°K .

GaAs : $E_0 = 20\text{kV/cm}$, $E_1 = 17\text{kV/cm}$, InP : $E_0 = 55\text{kV/cm}$, $E_1 = 48\text{kV/cm}$;
 GaInAs : $E_0 = 20\text{kV/cm}$, $E_1 = 18\text{kV/cm}$.

La figure 29 illustre les évolutions du temps de relaxation de l'énergie et du temps de relaxation du moment en fonction de l'énergie moyenne des porteurs, dans le cas du GaAs à 300°K .

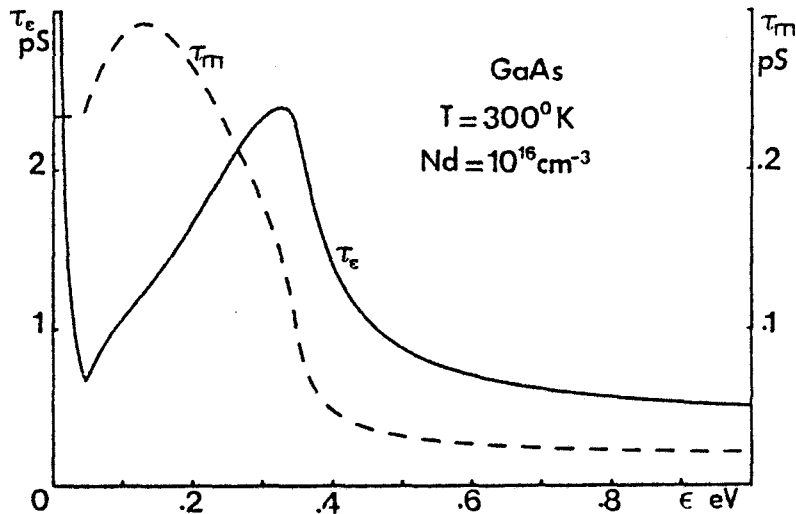


Figure 29 : Evolutions des temps de relaxation de l'énergie (τ_e) et du moment (τ_m) en fonction de l'énergie moyenne des porteurs ϵ . (GaAs. $T=300^\circ\text{K}$).

Le temps de relaxation du moment est environ dix fois plus faible que le temps de relaxation de l'énergie. C'est donc ce dernier qui fixe en premier lieu la limite fréquentielle de ces dispositifs (le rapport entre τ_m et τ_e est à peu près conservé pour les deux autres matériaux).

Si donc nous considérons maintenant la figure 30 illustrant les évolutions respectives des temps de relaxation de l'énergie des trois matériaux utilisés, nous notons que le GaInAs présente le temps de relaxation de l'énergie le plus élevé, tandis que celui de l'InP est le plus faible.

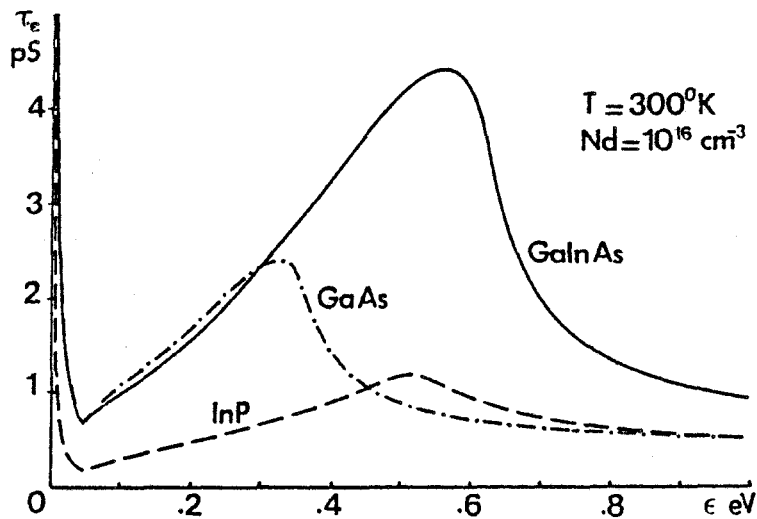


Figure 30 : Evolutions des temps de relaxation de l'énergie respectifs du GaAs, de l'InP et du GaInAs; $T=300^{\circ}\text{K}$.

Quant aux évolutions en fonction de la température de fonctionnement (figures 31, 32 et 33), elles dérivent de façon claire de l'évolution du rendement stationnaire, liée aux modifications de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$ lorsque la température varie (diminution de la mobilité et du rapport v_p/v_s).

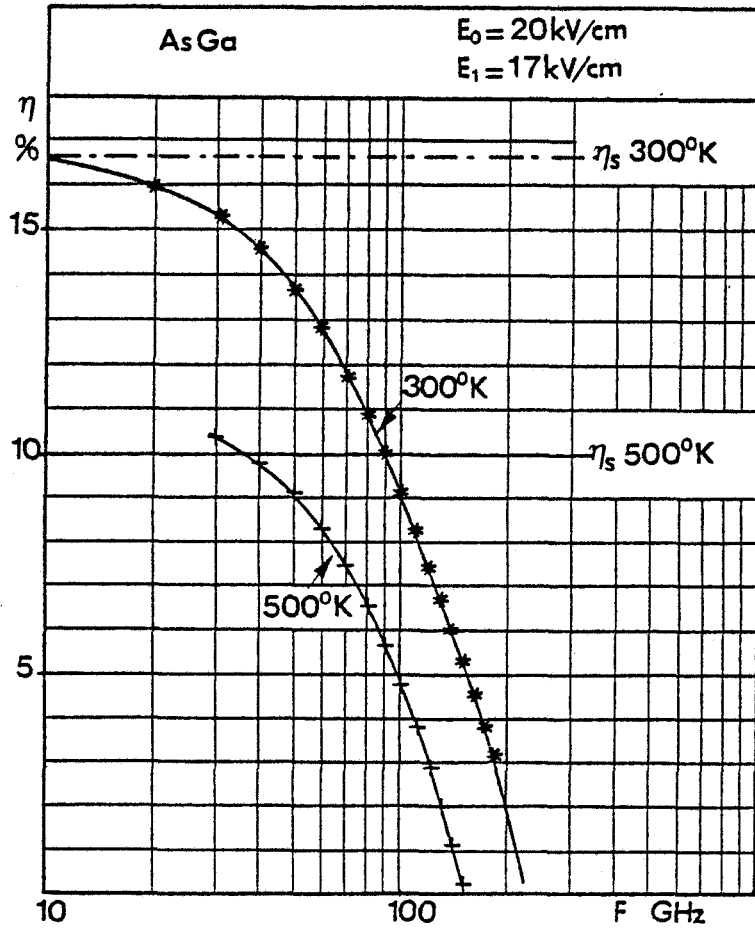


Figure 31

Influence de la température de fonctionnement sur l'évolution fréquentielle du rendement théorique maximal en régime non stationnaire GaAs.

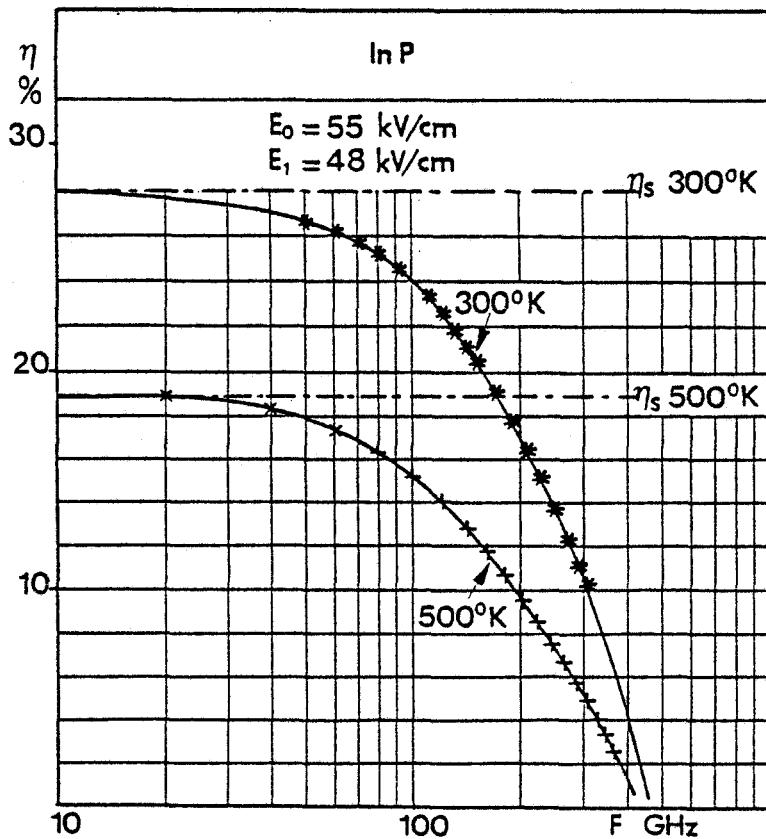


Figure 32

Influence de la température de fonctionnement sur l'évolution fréquentielle du rendement théorique maximal en régime non stationnaire InP.

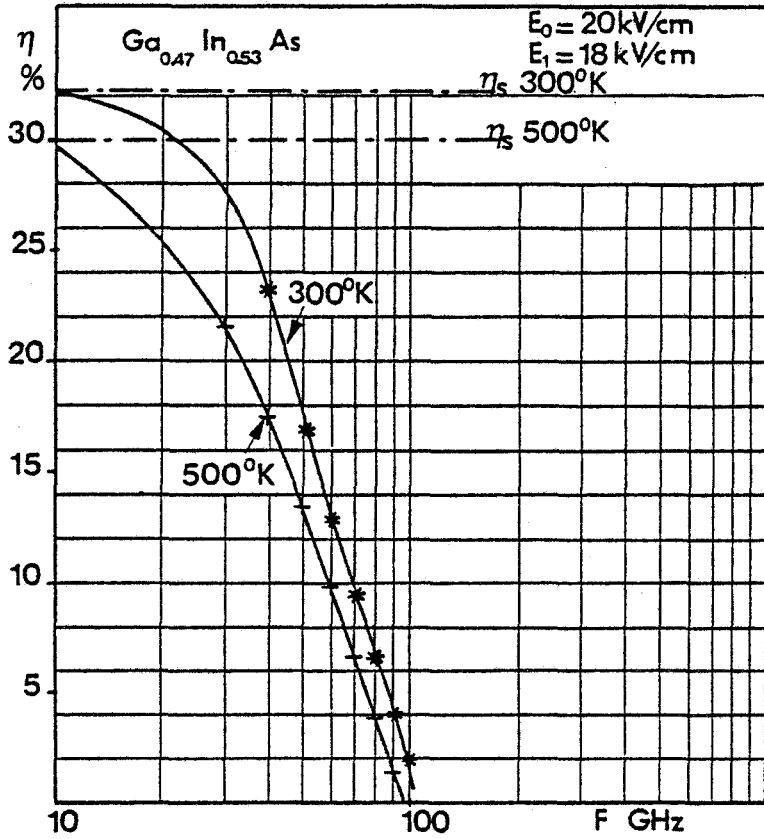


Figure 33

Influence de la température de fonctionnement sur l'évolution fréquentielle du rendement théorique maximal en régime non stationnaire GaInAs.

Nous résumons ces résultats dans le tableau suivant où nous avons reporté les valeurs de la fréquence de coupure à 3dB de la mobilité différentielle négative en effet de volume, à 300 et 500°K, pour les trois matériaux considérés.

f_c (3dB) GHz	GaAs	InP	GaInAs
T = 300°K	# 110	# 250	# 55
T = 500°K	# 100	# 200	# 45

Remarque

Le renforcement de l'effet de mobilité différentielle négative lié aux phénomènes de relaxation des porteurs de charge se manifeste également de façon favorable pour des fréquences de fonctionnement voisines de 20 ou 30 GHz.

Dans ces gammes de fréquences, il est en effet possible d'obtenir un rendement de conversion en régime non stationnaire supérieur au rendement théorique maximal en régime stationnaire. C'est le cas notamment pour le GaAs, comme on peut le constater sur la figure 31.

CONCLUSION

A ce stade de notre étude des performances potentielles théoriques maximales et des limitations fréquentielles en effet de volume des différents matériaux, nous pouvons figer les conclusions suivantes :

- Le GaInAs semble potentiellement très intéressant par rapport aux deux autres matériaux, pour les applications à fréquence inférieure à 40-50 GHz environ.

- L'InP apparaît comme le matériau le plus approprié à l'augmentation des fréquences de fonctionnement des dispositifs à transfert électronique jusqu'en gamme millimétrique.

- Les effets de la température de fonctionnement sont peu sensibles sur les performances des dispositifs au GaInAs. Ils résultent en une diminution substantielle du rendement de conversion en ce qui concerne l'InP et le GaAs.

La fréquence de coupure à 3dB de la mobilité différentielle négative en effet de volume diminue faiblement lorsque la température de fonctionnement augmente.

Finalement, le GaAs apparaît comme une sorte de compromis entre le GaInAs qui lui est bien supérieur en gamme centimétrique, et l'InP permettant d'atteindre des fréquences de fonctionnement plus élevées. A la vue de ces résultats, le GaAs n'apparaît donc pas comme un matériau très intéressant pour la réalisation de dispositifs à transfert électronique, et doit sans doute sa grande diffusion au développement historique de la technologie.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] H.D. REES
"Time response of high-field electron distribution function in GaAs".
I.B.M. J.Rev.& Develop., 1969, n°13, pp.537-542.
- [2] P.A. ROLLAND, G.SALMER, E.CONSTANT, R.FAUQUEMBERGUE
"Frequency limitations of GaAs transferred-electron devices : influence of operating D.C. and R.F.field values".
Elect. Lett., vol. 15 , n° 13 , June 1979, pp.373-374.
- [3] P.A. ROLLAND, G.SALMER, E.CONSTANT, R.FAUQUEMBERGUE
"Comparative frequency behaviour of GaAs, InP and GaInAs transferred-electron devices. Derivation of a simple comparative criterion".
IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-28, n°3, March 1981, pp.341-343.

CHAPITRE 3

DIFFÉRENTS MODES DE FONCTIONNEMENT POSSIBLES
DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN
GAMME MILLIMÉTRIQUE.

CHAPITRE 3

DIFFÉRENTS MODES DE FONCTIONNEMENT POSSIBLES DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE.

INTRODUCTION	53
I. PRINCIPES PHYSIQUES DE BASE À L'ORIGINE DES DIFFÉRENTS MODES DE FONCTIONNEMENT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME CENTIMÉTRIQUE	53
I.1. CONTROLE DE LA CHARGE D'ESPACE PAR LE CHOIX DE LA STRUCTURE ..	55
I.2. CONTROLE DE LA CROISSANCE ET DE LA PROPAGATION DE LA CHARGE D'ESPACE PAR LE CHOIX DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT	55
II. INFLUENCE DES PHÉNOMÈNES DE DYNAMIQUE ÉLECTRONIQUE NON STATIONNAIRE SUR LE CONTRÔLE DE LA CHARGE D'ESPACE. LIMITE FRÉQUENTIELLE DES MODES À CONTRÔLE DE LA CROISSANCE DE LA CHARGE D'ESPACE ..	57
III. MODES DE FONCTIONNEMENT POSSIBLES DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE	61
III.1. MODE FONDAMENTAL A COUCHE D'ACCUMULATION ET A TEMPS DE TRANSIT: COMPOSANTS COURTS A CONTACT DE CATHODE DE TYPE INJECTANT	61
III.2. MODE A COUCHES DIPOLAIRES : COMPOSANTS LONGS A CONTACT DE CATHODE DE TYPE LIMITANT	70
CONCLUSION	73
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	75

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les performances potentielles théoriques maximales des dispositifs à transfert électronique. Pour effectuer cette étude, nous avons considéré un échantillon infiniment long soumis à un champ électrique spatialement uniforme. Il est clair qu'un tel mode de fonctionnement n'est pas réaliste. En effet, les dimensions d'un composant sont finies et, de plus, il n'est pas toujours possible de négliger les effets de charge d'espace. C'est plus particulièrement le cas des composants fonctionnant en gamme millimétrique, qui ont des dimensions microniques ou même submicroniques.

Avant d'aborder l'étude de l'influence conjuguée des effets liés aux phénomènes de dynamique électronique non stationnaire et des effets liés à la présence de charges d'espace, sur les modes de fonctionnement possibles en gamme millimétrique, il nous a semblé utile de situer cette étude par rapport à celles effectuées par d'autres auteurs en gamme centimétrique. C'est pourquoi la première partie de ce chapitre sera consacrée à un rappel et une description rapide des principes physiques à la base des différents modes de fonctionnement observés en gamme centimétrique.

Dans une deuxième phase, nous exposerons les phénomènes fondamentaux à prendre en compte en gamme millimétrique, et les limitations qu'ils imposent a priori quant aux modes de fonctionnement possibles dans cette gamme de fréquences.

Enfin, nous décrirons les principes des modes de fonctionnement observés en gamme millimétrique, sur des composants courts à contact injectant d'une part (contact polarisé en direct), et sur des composants longs à contact limitant d'autre part (contact polarisé en inverse).

Notons immédiatement que, toujours dans un souci de clarté, nous nous limiterons dans ce chapitre à une description qualitative des phénomènes physiques observés. La définition des structures optimales ainsi que la détermination des performances potentielles théoriques maximales et des limites fréquentielles, feront l'objet du chapitre suivant.

I. PRINCIPES PHYSIQUES DE BASE À L'ORIGINE DES DIFFÉRENTS MODES DE FONCTIONNEMENT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME CENTIMÉTRIQUE.

De nombreuses études ont été effectuées sur les dispositifs à transfert électronique en gamme centimétrique; citons entre autres : P.N.BUTCHER et W.FAWCETT [1] [2], D.E. Mc CUMBER et A.G.CHYNOWETH [3], H.KROEMER [4], J.A.COPELAND [5],[6], A.MIRCEA [7], ...

Toutes les tentatives de classification des modes de fonctionnement observés reposent sensiblement sur les mêmes critères : les différents modes de fonctionnement sont liés à la possibilité de contrôler la croissance et la propagation de toute inhomogénéité de charge d'espace dans la structure.

Ce contrôle de la charge d'espace peut être, schématiquement, réalisé des deux façons suivantes :

- soit grâce au choix de la structure (dopage, longueur),
- soit par l'intermédiaire des conditions de fonctionnement (polarisation, circuit de charge).

Rappelons que l'évolution temporelle d'une inhomogénéité de charge d'espace dans un matériau homogène peut être déterminée à partir des équations de Maxwell, et décrite par :

$$Q(t) = Q(0) \exp(-t/\tau)$$

où

$$\tau = \frac{\epsilon}{\sigma} = \frac{\epsilon}{|q| N_d \mu}$$

avec ϵ permittivité du matériau utilisé,

$|q|$ charge de l'électron : $1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$

N_d niveau de dopage de la zone active du barreau de semiconducteur,

$\mu = \frac{dv}{dE}$: mobilité différentielle.

Dans un milieu à mobilité différentielle positive, la constante de temps τ est également positive; nous l'appellerons constante de temps de décroissance de la charge d'espace τ_d ($\tau_d > 0$).

Dans un milieu à mobilité différentielle négative, τ devient une constante de temps de croissance de la charge d'espace τ_c ($\tau_c < 0$).

Définissons de plus :

* T_c : temps de croissance de la charge d'espace,

* T_d : temps de décroissance de la charge d'espace.

T_c et T_d sont les temps nécessaires à un établissement ou à un étouffement significatifs de la charge d'espace; c'est à dire les temps au bout desquels la charge d'espace atteint une configuration quasi stable.

Nous considérerons, en première approximation, que ces temps sont de l'ordre de 3 à 4 fois les constantes de temps τ_c et τ_d , soit :

$$T_c \approx 4 \tau_c$$

$$T_d \approx 4 \tau_d$$

(afin de simplifier l'écriture, nous considérerons dorénavant $\tau_c \equiv |\tau_c|$).

I.1. CONTROLE DE LA CHARGE D'ESPACE PAR LE CHOIX DE LA STRUCTURE.

Il est possible d'utiliser l'effet de résistance différentielle négative des matériaux tels que l'arséniure de gallium en l'absence de croissance complète de la charge d'espace. A cette fin il est nécessaire que le temps de croissance des charges d'espace soit supérieur ou à la limite du même ordre de grandeur que le temps de transit T_c dans la structure. Cette condition peut s'exprimer de la façon suivante :

$$T_c \geq T_t$$

soit à la limite : $\frac{\epsilon}{qN_d\mu} > \frac{L}{v}$ où L est la longueur de la zone active,
 v est la vitesse de transit.

ce que nous écrirons encore : $N_d \cdot L < \frac{v\epsilon}{q\mu}$

Cette dernière inégalité se réduit typiquement, dans le cas du GaAs, à la condition bien connue [3] :

$$N_d \cdot L < 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

Cette valeur du produit $N_d \cdot L$ est dite valeur critique.

Les dispositifs dont le produit $N_d \cdot L$ est inférieur à la valeur critique sont dits "sous-critiques". Dans ces dispositifs le contrôle de la charge d'espace est systématique et indépendant des conditions de fonctionnement.

Dans les dispositifs dits "sur-critiques", c'est à dire dont le produit $N_d \cdot L$ est supérieur à la valeur critique, la croissance des charges d'espace peut avoir lieu, et son contrôle dépend des conditions de fonctionnement.

I.2. CONTROLE DE LA CROISSANCE ET DE LA PROPAGATION DE LA CHARGE D'ESPACE PAR LE CHOIX DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT ($N_d \cdot L > 10^{12} \text{ cm}^{-2}$).

Nous considérons maintenant un dispositif en fonctionnement ($N_d \cdot L \gg 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\tau_c \ll T_t$), placé dans un circuit de charge sélectif, et soumis à une tension instantanée de la forme $V(t) = V_0 + V_{HF} \sin \omega t$.

Si le dispositif est polarisé en régime de mobilité différentielle négative, et si la tension instantanée $V(t)$ ne descend pas ou très peu en -dessous de la tension de seuil V_S (cf. figure 34a), alors les inhomogénéités de charge d'espace peuvent croître et se propager dans la structure.

L'on obtient un régime d'oscillations stables si la période T_0 du signal hyperfréquence ($T_0 = 1/F$ et $F = \omega/2\pi$) imposée par le circuit extérieur est égale à la valeur du temps de transit des charges d'espace dans la structure, soit :

$$T_0 \approx T_t = \frac{L}{v}$$

Ce mode de fonctionnement est en fait celui qui a été découvert par J.B.Gunn en 1963 [8] .

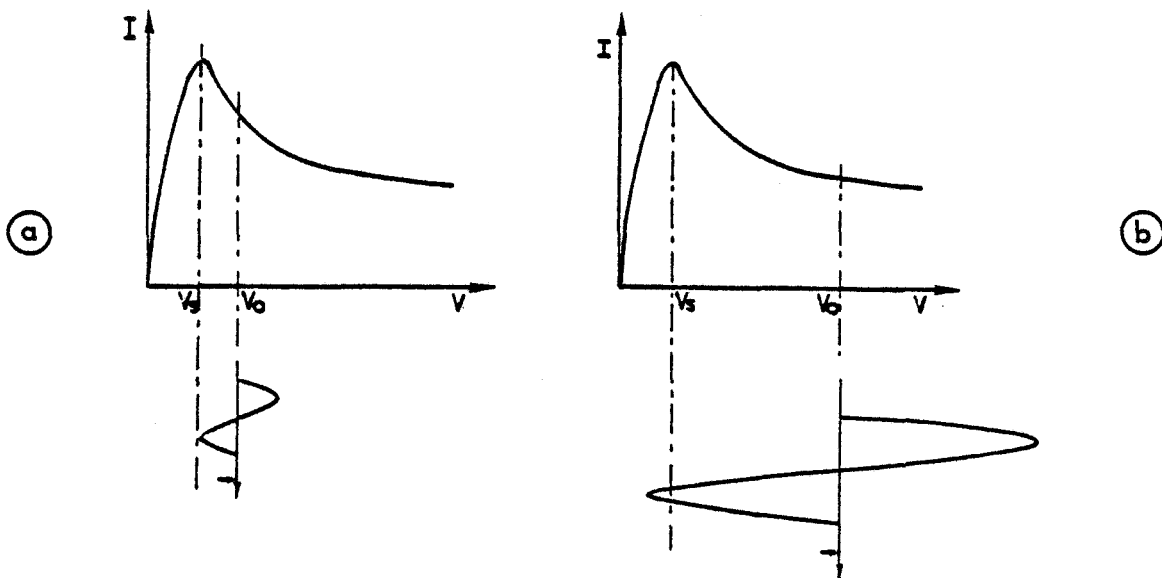


Figure 34 : Représentation schématique des conditions de polarisation
a) mode gunn ; b) autres modes (notamment mode LSA).

Si, au contraire, la tension V_0 de polarisation est élevée (égale à plusieurs fois la tension de seuil V_g), et si l'amplitude V_{HF} de la tension hyperfréquence est du même ordre de grandeur, le composant se trouve en régime de mobilité différentielle positive pendant une fraction significative de la période du signal hyperfréquence (cf. illustration figure 34b).

Ce passage en régime de mobilité différentielle positive permet :

- soit d'étouffer partiellement ou totalement les charges d'espace (qui se sont formées dans la structure au cours du passage en régime de mobilité différentielle négative) [9] ;
- soit d'en empêcher la croissance, ou encore d'en retarder la formation [5].

Ces différentes possibilités conduisent à toute une catégorie de modes de fonctionnement [9] , [10] , [7] , [11] , [12] dont le plus remarquable et le plus connu est le mode dit LSA ("limited space-charge accumulation"), dans lequel la croissance des couches d'accumulation est limitée à chaque période du signal hyperfréquence [6].

L'obtention d'un tel mode de fonctionnement est soumise à plusieurs conditions :

- La fréquence de résonance F du circuit extérieur doit être choisie de façon telle que le temps de transit des porteurs dans la structure soit grand devant la période T_0 du signal hyperfréquence :

$$T_t \gg T_0$$

- Le temps de croissance T_c des charges d'espace doit être supérieur ou du même ordre de grandeur que cette période T_0 , afin que ces dernières n'aient pas le temps de s'établir complètement :

$$T_c \geq T_0$$

- De plus, le temps de décroissance T_d doit être petit vis à vis de la période T_0 , de façon à pouvoir étouffer rapidement les "embryons" de charges d'espace, pendant la fraction de la période où le dispositif est en régime de mobilité différentielle positive :

$$T_d \ll T_0$$

Dans ces conditions, le dispositif fonctionne en régime de mobilité différentielle négative pendant la plus grande partie de la période du signal hyperfréquence, sans qu'il y ait croissance substantielle de la charge d'espace. Ceci signifie que la densité de porteurs libres est sensiblement égale au niveau de dopage de la zone active ($n \approx N_d$) pendant une partie importante de la période. Le dispositif fonctionne par conséquent en régime de champ électrique spatialement quasi-uniforme.

En résumé, nous pouvons donc très schématiquement distinguer deux principaux types de fonctionnement des dispositifs à transfert électronique en gamme centimétrique, hormis le mode à résistance négative "stable" obtenu avec les dispositifs dont le produit $N_d.L$ est sous-critique.

Le premier mode de fonctionnement est le mode Gunn au sens strict, basé sur la croissance et la propagation de charges d'espace dans la structure.

La deuxième catégorie de modes est basée sur la possibilité d'exercer un contrôle de la croissance de la charge d'espace.

Cependant, ces études, effectuées en gamme centimétrique, ne tiennent pas compte des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire.

Nous allons maintenant analyser quelles sont les conséquences de ces phénomènes sur le contrôle de la charge d'espace, et par conséquent quels sont les modes de fonctionnement possibles en gamme millimétrique.

II. INFLUENCE DES PHÉNOMÈNES DE DYNAMIQUE ÉLECTRONIQUE NON STATIONNAIRE SUR LE CONTRÔLE DE LA CHARGE D'ESPACE. LIMITE FRÉQUENTIELLE DES MODES À CONTRÔLE DE LA CROISSANCE DE LA CHARGE D'ESPACE.

Nous avons mentionné au paragraphe précédent la nécessité pour le composant de se trouver en régime de mobilité différentielle positive pendant une fraction de la période du signal hyperfréquence, afin d'espérer exercer un contrôle de la croissance de la charge d'espace.

Considérons la figure 35 qui représente les évolutions de la caractéristique $v(\epsilon, E)$ à 50 et 100GHz respectivement, pour le GaAs à 300°K (cf. chapitre 2).

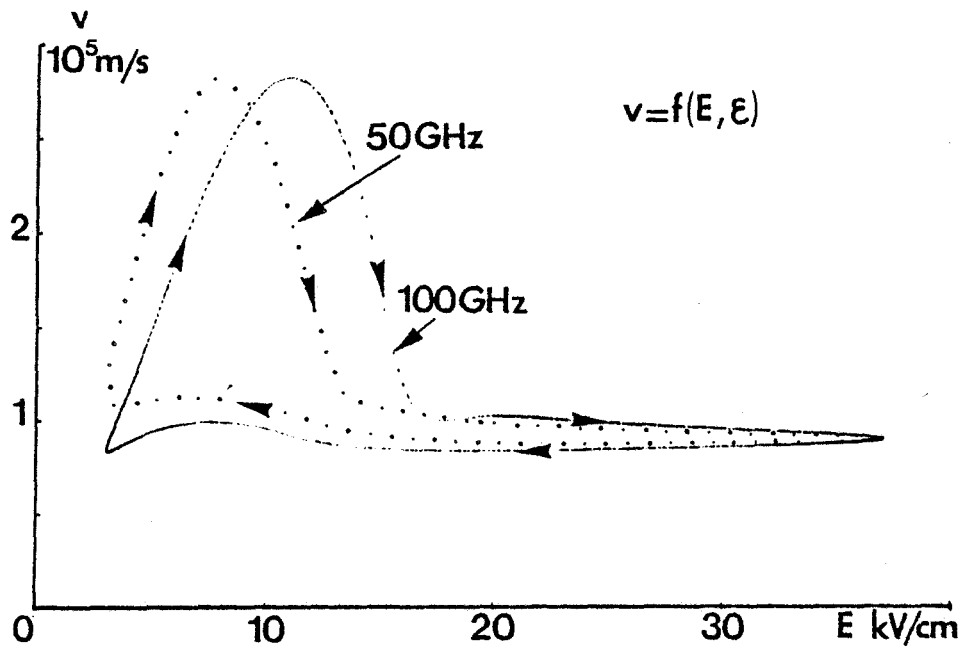


Figure 35 : Influence de la fréquence de fonctionnement sur l'évolution de la caractéristique $v(\epsilon, E)$. GaAs. $T=300^\circ\text{K}$. $N_d=10^{16}\text{cm}^{-3}$.

Nous constatons que le passage en régime de mobilité différentielle positive, pendant l'alternance négative du champ électrique hyperfréquence, est d'autant plus bref que la fréquence augmente. Nous pouvons donc nous attendre à ce qu'il devienne d'autant plus difficile de contrôler la croissance de la charge d'espace.

Nous allons maintenant tenter de chiffrer les constantes de temps de croissance et de décroissance précédemment définies, τ_c et τ_d , en régime non stationnaire.

Pour cela nous nous placerons à nouveau dans l'hypothèse d'un échantillon infiniment long soumis à un champ électrique spatialement uniforme.

Afin de déterminer τ_c et τ_d , il est nécessaire de travailler sur les caractéristiques du matériau en volume. Ainsi, partant des courbes d'énergie $\epsilon(t)$ correspondant au champ électrique instantané $E(t)$ (cf. chapitre 2), nous calculons le champ électrique statique stationnaire $E_{ss} = f(\epsilon)$ et la vitesse statique stationnaire $v_{ss} = f(E_{ss})$ correspondante. Les évolutions des courbes $v_{ss}[E_{ss}(\epsilon)]$ sont représentées figure 36. Ces caractéristiques statiques stationnaires $v_{ss}[E_{ss}(\epsilon)]$ à 50 et 100GHz, s'écartent considérablement des caractéristiques instantanées $v(E, \epsilon)$ de la figure 35.

A partir des courbes $v_{ss}[E_{ss}(\epsilon)]$ nous calculons les constantes de temps de croissance et de décroissance par l'intermédiaire des relations suivantes [6] :

$$\bar{\mu}_p = \frac{1}{T} \int_{\Delta t_p} \mu_d dt \quad ; \quad \tau_d = \frac{\epsilon}{q N_d \bar{\mu}_p}$$

$$\bar{\mu}_n = \frac{1}{T} \int_{\Delta t_n} \mu_d dt \quad ; \quad \tau_c = \frac{\epsilon}{q N_d \bar{\mu}_n}$$

avec $\mu_d = \frac{dv_{ss}}{dE_{ss}}$

et $\Delta t_p =$ somme des intervalles de temps, sur une période du signal, pendant lesquels la mobilité différentielle est positive,

Δt_n : sommes des intervalles de temps, sur une période du signal, pendant lesquels la mobilité différentielle est négative.

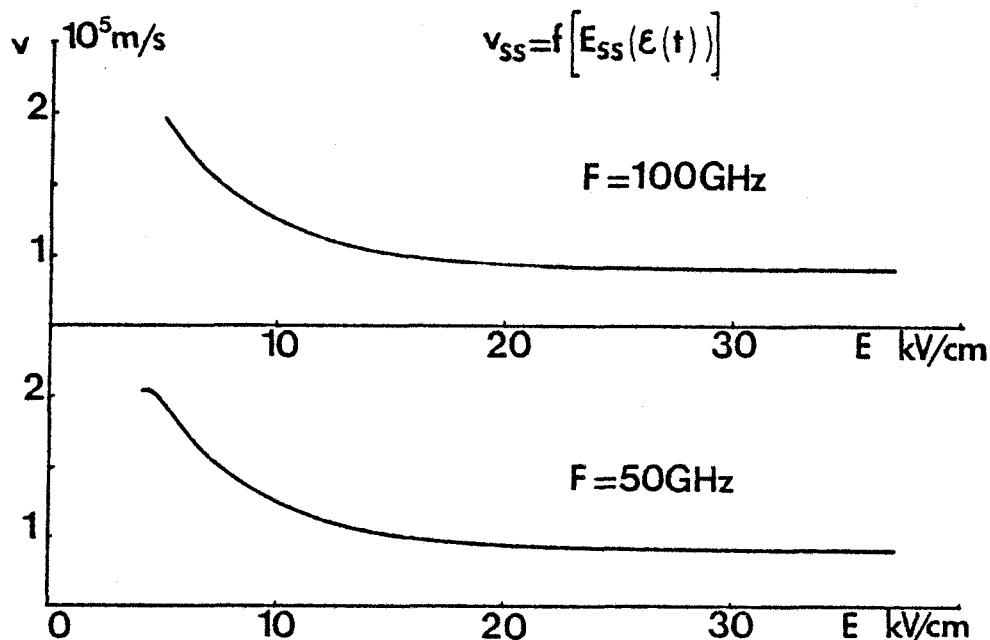


Figure 36 : Evolutions des caractéristiques statiques stationnaires $v_{ss} [E_{ss}(e)]$ déduites de l'évolution temporelle de l'énergie $\epsilon(t)$, à 50 et 100GHz. GaAs . $T=300^\circ\text{K}$. $N_d = 10^{16} \text{cm}^{-3}$.

Les figures 37 et 38 illustrent les résultats de cette approche analytique. Nous y avons reporté les évolutions fréquentielles des constantes de temps de croissance et de décroissance τ_c et τ_d (figure 37) et leurs valeurs relatives par rapport à la période T_0 du signal hyperfréquence (figure 38), pour un composant au GaAs, dopé à $N_d = 10^{16} \text{cm}^{-3}$, et à température ambiante.

Sur la figure 37, nous observons que la constante de temps de décroissance τ_d croît très rapidement lorsque la fréquence augmente, pour tendre vers des valeurs infinies lorsque le dispositif ne se trouve plus jamais en régime de mobilité différentielle positive au cours de la période du signal hyperfréquence ($\Delta t_p \rightarrow 0$; $\bar{u}_p \rightarrow 0$; $\tau_d \rightarrow \infty$).

A l'opposé, la constante de temps de croissance τ_c diminue lorsque la fréquence augmente, à cause de l'augmentation de l'effet de mobilité différentielle négative résultant des effets non stationnaires (cf. chapitre 2). Cette diminution est cependant beaucoup moins rapide que l'augmentation de la constante de temps de décroissance.

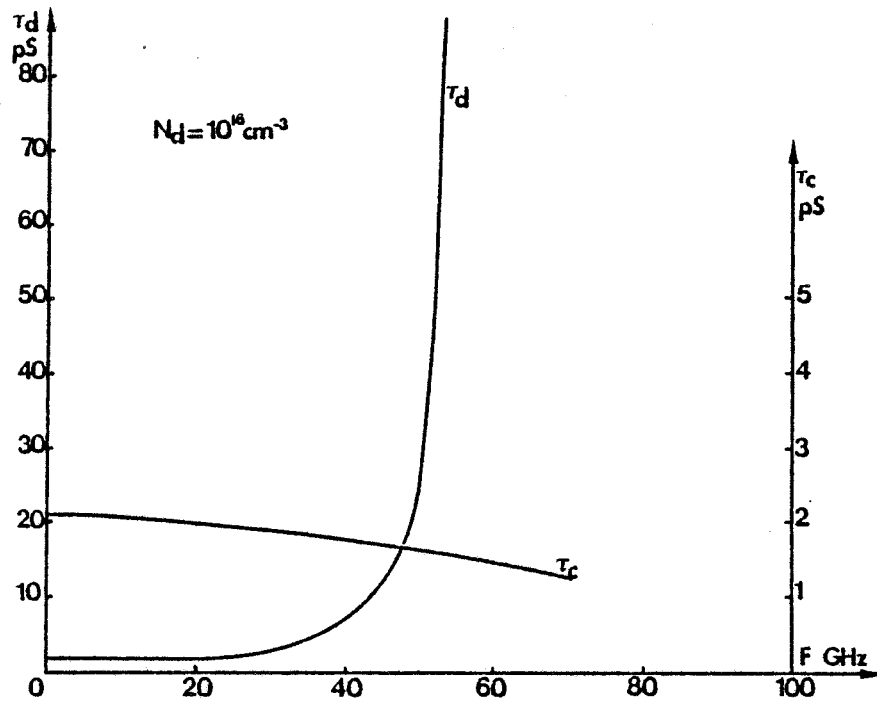


Figure 37 : Evolutions fréquentielles des constantes de temps de croissance et de décroissance, τ_c et τ_d . GaAs. $T=300^\circ\text{K}$. $N_d=10^{16}\text{cm}^{-3}$.

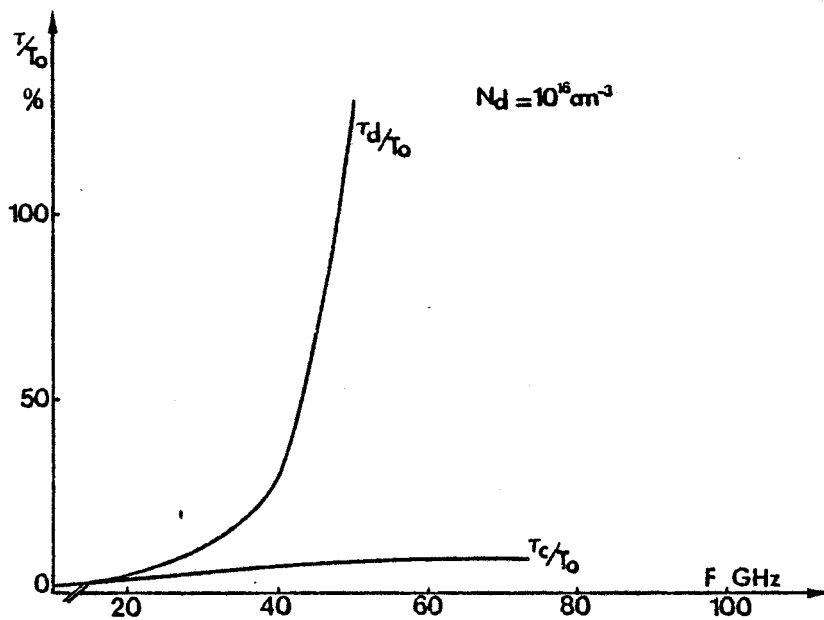


Figure 38 : Evolutions fréquentielles des rapports τ_c/τ_0 et τ_d/τ_0 . GaAs. $T=300^\circ\text{K}$. $N_d=10^{16}\text{cm}^{-3}$.

Si nous comparons maintenant ces deux constantes de temps à la période du signal hyperfréquence (cf. figure 38), nous constatons que la constante de temps de croissance τ_c n'excède pas 10% de la période du signal hyperfréquence à 100GHz. Ceci signifie que les charges d'espace peuvent toujours s'établir dans la structure, même à fréquence élevée.

La constante de temps de décroissance τ_d augmente quant à elle très rapidement vers des valeurs égales ou supérieures à la période du signal hyperfréquence. En théorie, l'étouffement des charges d'espace devient impossible dès que la constante de temps τ_d devient supérieure à la moitié de la période du signal (c'est à dire à la durée de l'alternance négative du signal hyperfréquence). En pratique, étant donné les conditions de polarisation du mode LSA (rappel : figure 34b), il est impossible d'envisager que le champ électrique instantané prenne des valeurs inférieures à la valeur du champ critique E_c pendant plus d'un quart de la période. Par conséquent, nous nous fixerons a priori une limite supérieure du rapport τ_d / T_0 voisine de 25%. Nous observons alors qu'il devient impossible d'étouffer les charges d'espace au delà de 50 GHz environ, pour ce niveau de dopage de la zone active et cette température de fonctionnement (cette valeur constitue en fait une limite supérieure).

Il apparaît donc paradoxalement que ce mode de fonctionnement, supposé pouvoir atteindre des fréquences élevées, a en réalité une fréquence de coupure très basse (40GHz), à cause des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire.

Remarque :

Notons que nous n'avons considéré ici que la possibilité de contrôler la croissance de la charge d'espace par l'intermédiaire des conditions de fonctionnement. Nous verrons par la suite qu'il demeure possible d'exercer un contrôle de la répartition spatiale de la densité de porteurs libres par l'intermédiaire des conditions d'injection au niveau du contact de cathode.

III. MODES DE FONCTIONNEMENT POSSIBLES DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE.

Nous avons montré qu'en gamme millimétrique les effets non stationnaires favorisaient la formation de charges d'espace dont il était ensuite pratiquement impossible de contrôler la croissance (nous entendons ici contrôle par l'intermédiaire des conditions de fonctionnement). Il est donc clair à présent que les modes de fonctionnement que nous observerons dans cette gamme de fréquences seront fondamentalement basés sur la croissance et la propagation de charges d'espace dans la structure. Les différents modes possibles dépendront de la nature du contact de cathode.

III.1. MODE FONDAMENTAL A COUCHE D'ACCUMULATION ET A TEMPS DE TRANSIT : COMPOSANTS COURTS A CONTACT DE CATHODE DE TYPE INJECTANT.

Au cours d'une étude antérieure consacrée aux composants à l'arséniure de gallium, nous avons mis en évidence l'existence d'un mode de fonctionnement à couche d'accumulation et à temps de transit, dont nous avons décrit les mécanismes [13].

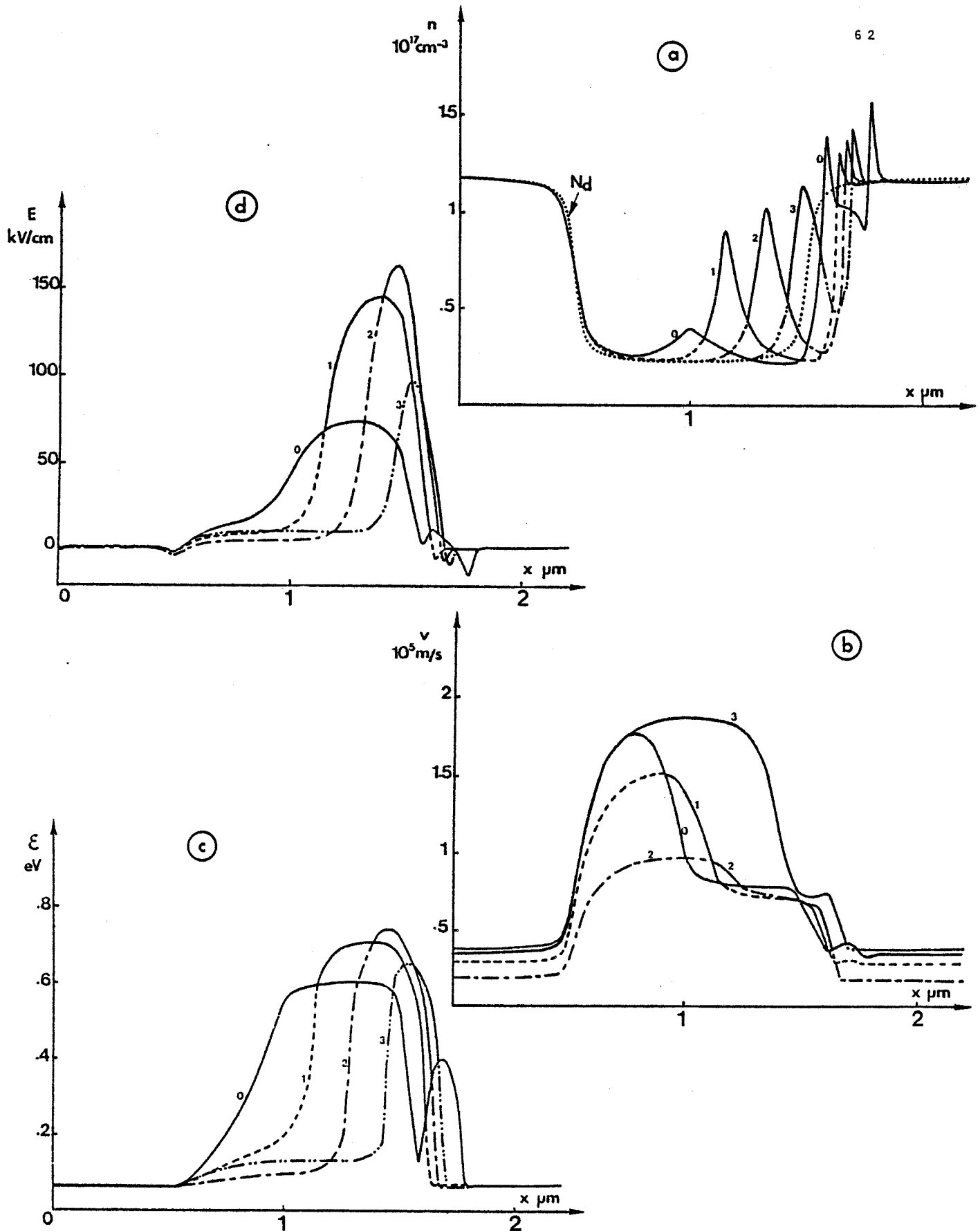


Figure 39 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n , (a), de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v , (b), de l'énergie moyenne totale des porteurs ϵ , (c), et du champ électrique E , (d), à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100GHz. Composant court de structure $N^+ NN^+$ à l'InP, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit.
 $L=1.0\mu\text{m}$. $N= 210^{16}\text{cm}^{-3}$. $T= 500^\circ\text{K}$. $V_0= 5.0\text{V}$.

Nous allons ici en rappeler brièvement les principales caractéristiques. Ceci nous semble en effet indispensable pour une bonne clarté de la synthèse que nous tentons d'effectuer ici.

Notons dès à présent que ce mode de fonctionnement a été observé dans les trois principaux matériaux semiconducteurs auxquels nous nous sommes intéressés, à savoir : le GaAs [14] , l'InP [15] , et le GaInAs [16] . L'existence de ce mode dépend en effet peu du matériau utilisé, mais plutôt de la nature du contact de cathode. Rappelons que nous considérons ici des contacts de cathode du type injectant (contact N^+ sur N par exemple), c'est à dire des contacts caractérisés par un faible champ électrique à l'interface, injectant par conséquent des porteurs de charge dits "froids".

III.1.1. Description du mode de fonctionnement

Les courbes 39 (a,b,c,d) illustrent les évolutions spatiales :

- de la densité de porteurs libres n ,
- de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v ,
- de l'énergie moyenne totale des porteurs ϵ ,
- et du champ électrique E ,

à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100GHz, et pour un composant court de structure N^+NN^+ à l'InP, ayant une zone active de longueur $1\mu m$ dopée à $210^{16} cm^{-3}$. La température de fonctionnement est de $220^\circ C$ et la tension continue de polarisation de 5.0V.

L'échantillon est supposé soumis à une tension instantanée de la forme :

$$V(t) = V_0 + V_{HF} \sin \omega t$$

Nous constatons que le composant peut être divisé en deux régions :

- une première zone, adjacente au contact de cathode, qui peut être considérée comme une zone d'échauffement des porteurs de charge;
- la deuxième zone, adjacente au contact d'anode, est la zone active proprement dite, siège d'oscillations à temps de transit.

a) Zone d'échauffement des porteurs de charge

Les porteurs sont injectés, au niveau du contact injectant ("froid") de cathode, avec une énergie moyenne voisine de l'énergie d'agitation thermique $3/2 kT$.

Afin d'être transférés en vallées hautes, ces porteurs doivent acquérir dans le champ électrique une énergie cinétique au moins égale à la valeur du gap énergétique intervallées. L'acquisition de cette énergie nécessite un certain temps pendant lequel les porteurs parcourent, en régime de survitesse, une certaine distance.

L'effet de mobilité différentielle négative n'apparaît donc qu'à l'extrémité de cette zone inactive d'échauffement des porteurs de charge.

b) Zone active

A l'extrémité de cette première région, adjacente au contact de cathode, les porteurs de charge ont acquis une énergie cinétique voisine du gap énergétique intervallées, qui permet leur transfert en vallées hautes.

La vitesse de dérive des porteurs décroît alors brusquement pour atteindre des valeurs proches de celle de la vitesse limite dans le matériau. Les porteurs de charge sont localement soumis à un ralentissement important et brutal accentué par l'effet de survitesse (cf.II: $\bar{\mu}_n$ croît). Ceci se traduit par la formation d'une couche d'accumulation de porteurs libres. Cette dernière induit elle-même une montée brutale du champ électrique, conformément à l'équation de Poisson.

L'énergie étant une fonction du champ électrique instantané, l'endroit dans la diode où se produit la formation de la couche d'accumulation évolue sensiblement au rythme de variation de la tension instantanée aux bornes du composant.

Le transit de cette couche d'accumulation de porteurs libres s'effectue alors à une vitesse sensiblement égale à la vitesse limite dans le matériau, puisque les porteurs de charge constituant cette inhomogénéité de charge d'espace créent une zone de fort champ électrique dans laquelle ils transitent.

Ce mode de fonctionnement présente donc deux propriétés essentielles :

* les inhomogénéités de charge d'espace qui se propagent dans la structure sont des couches d'accumulation, c'est à dire sont constituées de porteurs libres en excès par rapport au niveau de dopage de la zone active.

* d'autre part, l'effet de mobilité différentielle négative induite est fortement assisté et renforcé par le phénomène de survitesse, lié aux effets de relaxation des porteurs de charge. La nature de cette mobilité différentielle négative a été confirmée par la mise en évidence de la formation et de la propagation de couches d'accumulation de porteurs libres dans le silicium, qui ne présente pas de mobilité différentielle négative liée à un transfert électronique en volume (illustration figure 40). (Notons cependant que cette mobilité différentielle négative induite dans le silicium est trop faible pour conduire à des niveaux d'impédance de sortie exploitables).

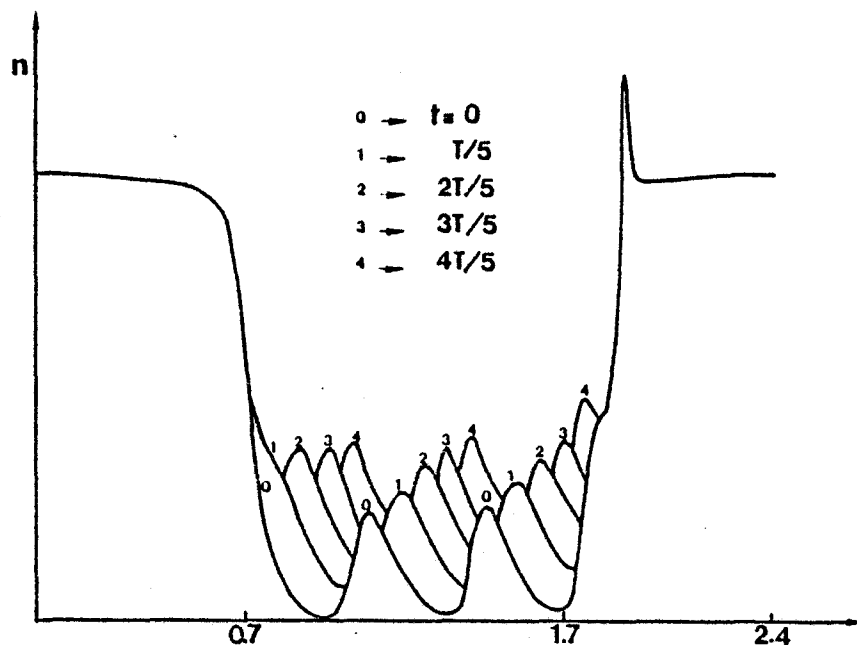


Figure 40 : Mise en évidence d'un mode de fonctionnement à couches d'accumulation et temps de transit dans le silicium. $F=270\text{GHz}$. $T=300^\circ\text{K}$. Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n .

III.1.2. Définition de la zone morte.

Nous avons donc montré que le dispositif pouvait être décomposé en deux zones :

- une zone d'échauffement des porteurs de charge, qui est le siège des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire,
- une zone active proprement dite, qui est le siège d'un mode de fonctionnement à couche d'accumulation et à temps de transit.

Cependant, la frontière entre ces deux zones géométriques évolue au rythme de variation du champ électrique hyperfréquence. Afin d'obtenir des valeurs "effectives" des longueurs respectives de ces deux régions, qui soient indépendantes du temps, nous les avons définies de la façon suivante.

La figure 41 illustre les évolutions à la fois de la puissance hyperfréquence émise et du rendement de conversion émis (normalisés par rapport aux valeurs de sortie, P_{HF} et η_{HF} , respectivement), le long du composant, depuis le contact de cathode jusqu'au contact d'anode. Ces courbes sont obtenues de façon simple, en effectuant les décompositions en série de Fourier du courant et de la tension locale, en divers points du composant, à l'issue de chaque période du signal hyperfréquence.

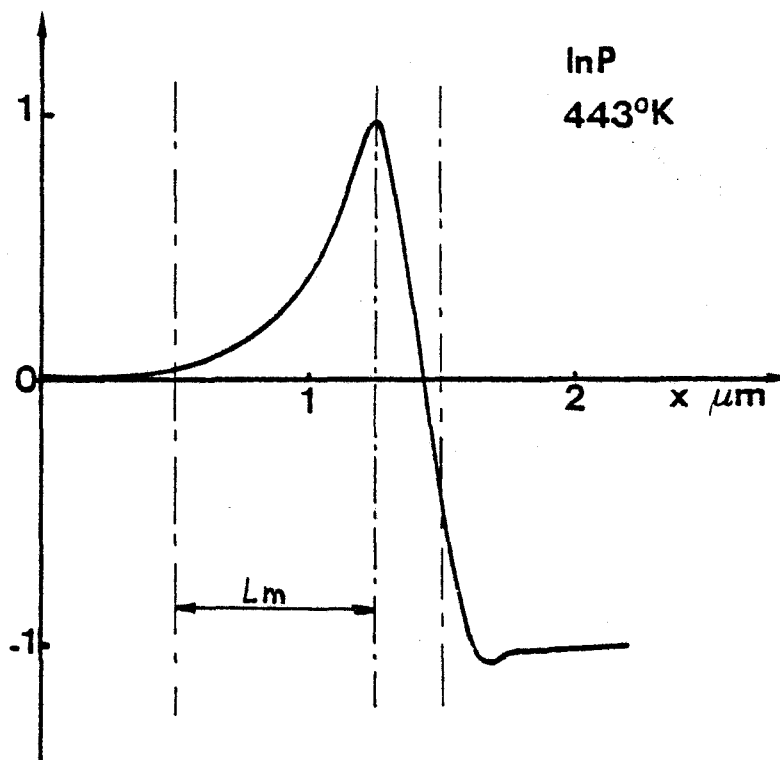


Figure 41 : Définition de la longueur de la zone morte : évolutions des rapports $\eta(x) / \eta_{HF}$ et $P(x) / P_{HF}$. (Les deux courbes sont identiques). η_{HF} et P_{HF} sont les valeurs du rendement de conversion émis et de la puissance hyperfréquence de sortie. (Conditions de fonctionnement identiques à celles de la figure 39).

Nous définissons la longueur de la zone inactive, conformément au bilan énergétique, comme étant la distance à la cathode à laquelle apparaît l'effet de résistance négative. Cette zone inactive est le siège d'une dissipation de puissance, puisque aucun effet de mobilité différentielle négative n'y apparaissant, les variations temporelles du courant de conduction et du champ électrique y sont sensiblement en phase. Nous pouvons par conséquent qualifier cette zone d'échauffement des porteurs de charge de zone "morte".

Il est clair que la longueur de cette zone morte dépend de la géométrie du composant (notamment de sa longueur), mais surtout des conditions de fonctionnement (fréquence d'oscillation, température de fonctionnement, tension de polarisation, en particulier) [13].

Remarque : Par la suite, le lecteur évitera avec soin toute confusion entre :

- la longueur totale de la zone N : L ,
- la longueur "effective" de la zone active qui est :
 $L_a = L - L_m$
- et la longueur réelle de transit de la couche d'accumulation de porteurs libres, qui est légèrement supérieure à L_a , comme on peut le constater aisément en comparant les figures 39a et 41.

III.1.3. Influence de l'existence de cette zone morte sur les performances hyperfréquences du composant.

La zone morte, siège d'une dissipation de puissance, peut être associée à une résistance positive, la zone active correspondant quant à elle à une résistance négative.

Finalement, le bilan énergétique dans le composant peut être déduit du schéma équivalent suivant (figure 42).

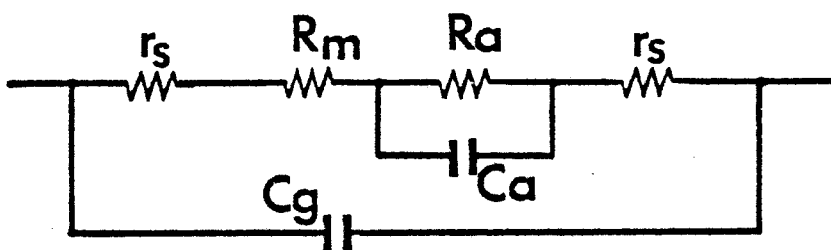


Figure 42 : Schéma équivalent d'un dispositif fonctionnant en mode à couche d'accumulation et temps de transit.

- où r_s est la résistance série du substrat N^+ ,
 R_m la résistance positive associée à la zone morte,
 R_a la résistance négative associée à la zone active,
 C_a le terme capacitif lié au déplacement de la couche d'accumulation,
 C_g la capacité géométrique du composant: $C_g = \frac{\epsilon S}{L}$.

Une étude d'optimisation de ce type de composants (dont nous exposons les résultats dans le chapitre suivant) a permis de mettre en évidence des pertes importantes dans la zone morte, pouvant atteindre jusqu'à 50% de la puissance négative totale générée par le composant. Ceci signifie que le rendement émis maximal que l'on peut obtenir avec ce mode de fonctionnement à couche d'accumulation et à temps de transit est largement inférieur au rendement théorique maximal obtenu en régime non stationnaire et en effet de volume (cf.chapitre 2).

Comme nous l'avons déjà souligné, cette caractéristique résulte de la nature "froide" du contact de cathode. Ainsi, les composants à modulation de dopage (du type $N^+N^-NN^+$, N^+PNN^+ ou bien encore $N^+N^-N^+NN^+$ (cf.chapitre 1)), ont un comportement tout à fait analogue à celui que nous venons de décrire pour un composant de type N^+NN^+ . Dans ces structures, le champ électrique a une croissance spatiale plus rapide que dans le cas d'une structure N^+NN^+ , au voisinage du contact de cathode. En gamme centimétrique, ceci permet d'obtenir un champ électrique élevé dans une plus grande partie du composant. L'effet de mobilité différentielle négative résultant de la modulation de ce champ électrique peut par conséquent être plus important que dans le composant de type N^+NN^+ . L'utilisation de ces structures à modulation de dopage a conduit à une amélioration des performances hyperfréquences de ces dispositifs (notamment de la puissance de sortie) dans cette gamme de fréquences[17]. Cependant, en gamme millimétrique, la diminution résultante de la longueur de la zone morte est faible (0,1 à 0,2 μ m environ), et cette dernière demeure non négligeable vis à vis de la longueur totale du composant.

Ainsi, contrairement aux observations effectuées aux fréquences plus basses, l'utilisation de structures à modulation de dopage ne permet pas d'obtenir de sensibles améliorations des performances des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique*.

Insistons encore une dernière fois sur le fait que ce sont essentiellement les conditions de polarisation directe du contact de cathode qui déterminent la nature de ce mode de fonctionnement.

Considérons en effet le cas d'un composant de type N^+ : GaAlAs/ N: GaAs/ N^+ : GaAlAs. La présence de l'hétérojonction GaAlAs/ GaAs polarisée en direct permet d'injecter dans la zone active des porteurs de charge ayant une énergie moyenne voisine de l'énergie de seuil dans le GaAs. Ceci est illustré sur la figure 43 où nous avons représenté les évolutions de la densité de porteurs libres n , de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v , du champ électrique E et de l'énergie moyenne des porteurs ϵ , à différents instants pendant la période d'un signal hyperfréquence à 100GHz. Etant donné que les porteurs de charge sont injectés quasiment directement en vallée haute du côté GaAs, on pourrait à priori s'attendre à ce qu'il n'existe pas de zone morte dans le composant. Cependant du côté GaAs de l'hétérojonction, les porteurs de charge sont soumis à un champ électrique de faible valeur, lié à la polarisation directe de l'interface de cathode (cf.chapitre 1). Par conséquent, dans cette zone, le champ électrique n'est pas suffisamment élevé pour permettre le maintien d'un niveau d'énergie important.

* A titre d'exemple, nous avons reporté en annexe les évolutions spatiales des différentes grandeurs physiques dans le composant, à différents instants de la période du signal hyperfréquence, dans le cas d'un composant de structure $N^+N^-N^+NN^+$ et d'une structure N^+PNN^+ .

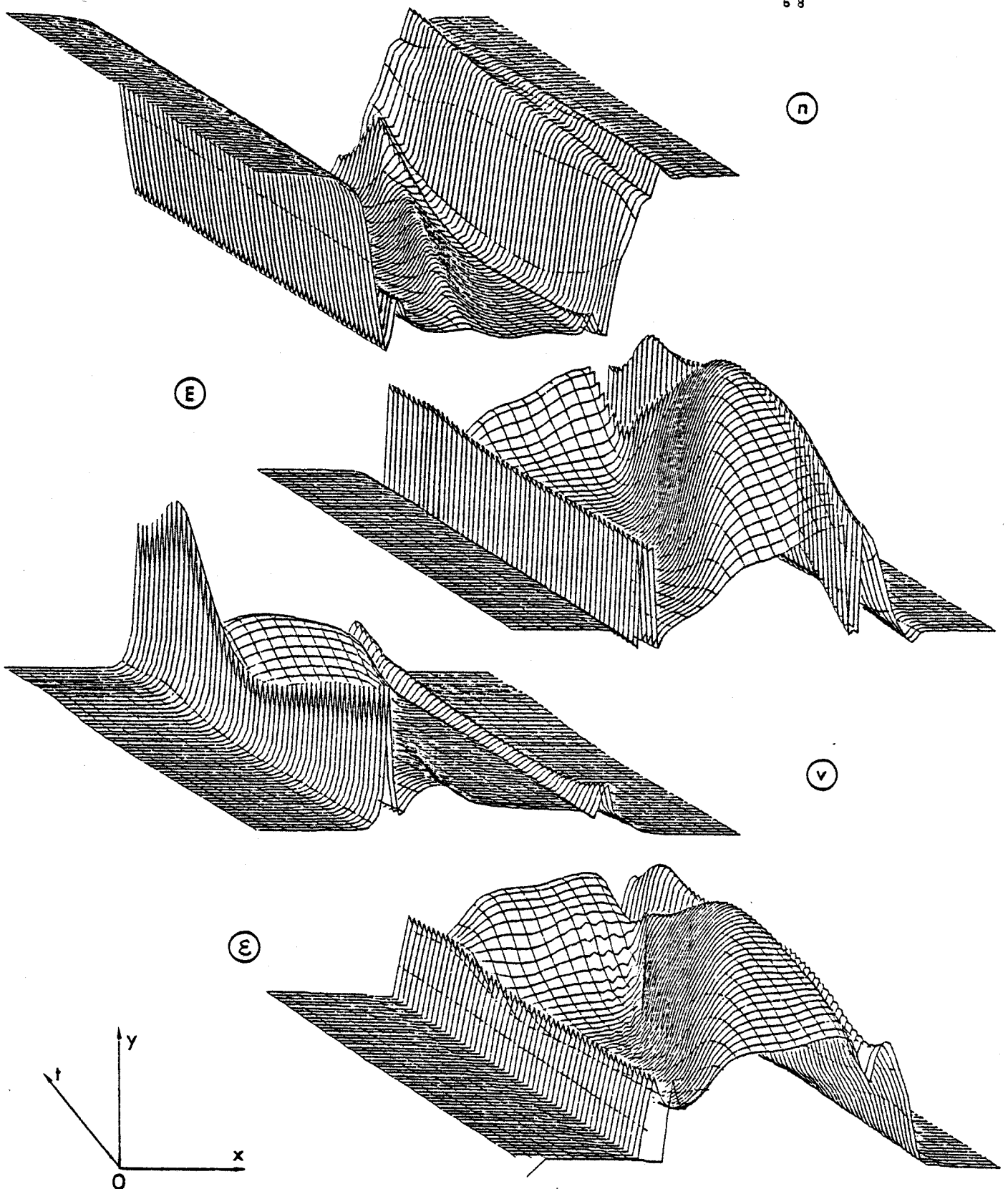


Figure 43 : Structure N^+ : GaAlAs/N : GaAs/ N^+ : GaAlAs.

$L = 0.9\mu\text{m}$. $N = 2 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$. $\Delta E_c = 0.3\text{eV}$.

$F = 100\text{GHz}$. $V_0 = 3\text{V}$. $T = 393^\circ\text{K}$.

Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n , de la vitesse moyenne de dérivation des porteurs v , du champ électrique E et de l'énergie moyenne des porteurs ϵ , à différents instants de la période du signal hyperfréquence.

Il en résulte une décroissance de l'énergie moyenne totale des porteurs, qui prend alors des valeurs inférieures à l'énergie de seuil dans le matériau (cf. figure 43). Nous observons donc à nouveau un phénomène de survitesse, lié à la présence d'électrons ayant une mobilité importante dans une zone à champ électrique croissant. Ce phénomène de survitesse est cependant moins important que dans un composant de type N^+NN^+ à homojonction, car l'énergie moyenne des porteurs ne décroît pas jusqu'à des valeurs proches de l'énergie d'agitation thermique. Ainsi la zone morte existe encore, bien que de longueur réduite par rapport à celle observée dans un composant N^+NN^+ à homojonction. Ceci est illustré sur la figure 44 où nous avons reporté l'évolution de la puissance hyperfréquence le long du composant, normalisée par rapport à la puissance P_{HF} de sortie, et pour le cas considéré figure 43.

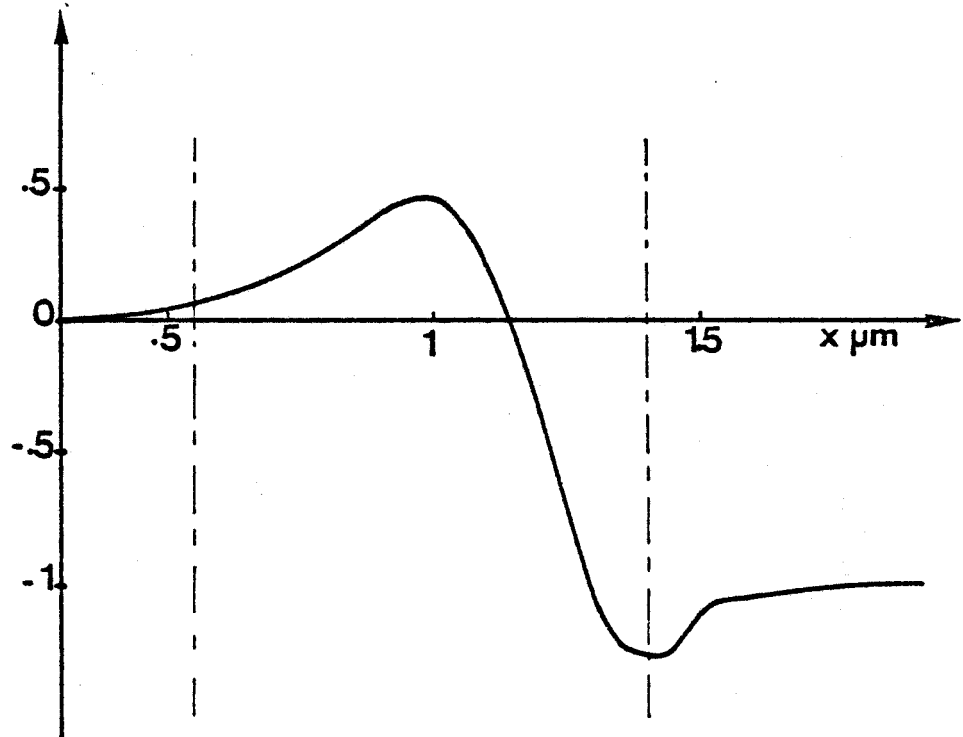


Figure 44 : Structure N^+ : GaAlAs/N: GaAs/ N^+ : GaAlAs
 $L = 0,9 \mu m$. $N = 2 \cdot 10^{16} cm^{-3}$. $\Delta E_C = 0,3 eV$.
 $F = 100 GHz$. $V_0 = 3V$. $T = 393^{\circ}K$.

Evolution de la puissance hyperfréquence le long du composant, normalisée par rapport à la valeur P_{HF} de sortie.

III.1.4. Conclusion

Soulignons ici quelques aspects fondamentaux mis en évidence au cours de l'étude de ce mode de fonctionnement à couche d'accumulation et à temps de transit.

- En gamme millimétrique le phénomène de survitesse, lié aux effets de dynamique électronique non stationnaire, augmente l'effet de mobilité différentielle négative induite observé à l'extrémité de la zone morte. Ceci permet notamment un fonctionnement en mode fondamental au voisinage de 100GHz pour les

composants courts à l'arséniure de gallium, bien que la fréquence de coupure de l'effet de mobilité différentielle négative en volume soit voisine de 100GHz.

- En gamme millimétrique, les effets non stationnaires sont à l'origine de l'existence d'une zone morte, siège de pertes hyperfréquences non négligeables. L'amélioration des performances hyperfréquences des dispositifs à transfert électronique dans cette gamme de fréquences nécessite par conséquent une réduction de la longueur de la zone morte. A cette fin, il n'est pas suffisant d'injecter dans la zone active des porteurs ayant une énergie moyenne importante, encore faut-il que le champ électrique à l'interface de cathode soit suffisant pour permettre le maintien d'un niveau d'énergie élevé.

De telles conditions aux limites à l'interface de cathode peuvent être obtenues par l'utilisation de jonctions de cathode polarisées en inverse.

III.2. MODE A COUCHES DIPOLAIRES : COMPOSANTS LONGS A CONTACT DE CATHODE DE TYPE LIMITANT.

Les jonctions polarisées en inverse possèdent plusieurs propriétés très importantes pour le mode de fonctionnement que nous allons décrire.

"Le champ électrique à l'interface est élevé, à cause de la présence d'une zone désertée (cf.chapitre 1). Il est par conséquent possible d'obtenir un champ électrique spatial important, et donc de grandes excursions du champ électrique hyperfréquence, dans la totalité de la zone active du composant, y compris au voisinage du contact de cathode (contrairement au cas du mode à couche d'accumulation et à temps de transit observé dans les composants à contact injectant).

"Les porteurs de charge se trouvant, dès l'interface de cathode, soumis à un champ électrique élevé, acquièrent très rapidement l'énergie cinétique nécessaire à leur transfert en vallées hautes. La zone morte (zone désertée) qui en résulte a une longueur très faible (typiquement inférieure à 0,1 μ m), négligeable devant la longueur totale du composant.

"Enfin, la conductivité σ d'un tel type de contact étant faible, le contrôle du courant injecté est plus aisé que dans le cas d'un contact polarisé en direct.

III.2.1. Description du mode de fonctionnement.

Nous avons explicité les conditions aux limites existant à l'interface d'un contact de cathode polarisé en inverse (chapitre 1, figure 13 , page 29).

Nous avons ainsi montré qu'à l'extrémité de la zone désertée les porteurs de charge sont chauds et leur vitesse moyenne est voisine de la vitesse limite dans le matériau. Nous pouvons encore approfondir cette description par comparaison avec les évolutions spatiales observées dans le cas d'un mode à couche d'accumulation

et temps de transit (cf. figure 39). En effet, nous pouvons constater que les évolutions de l'énergie moyenne des porteurs, de la concentration de porteurs libres et de la vitesse moyenne de dérive des porteurs sont tout à fait similaires à celles observées à l'extrémité de la zone morte lorsque se produit le transfert des électrons en vallée haute. L'interface de cathode polarisée en inverse nous permet de recréer les conditions aux limites observées à l'extrémité de la zone morte dans un composant de structure $N^+ NN^+$. Par conséquent, dans un composant à contact limitant, la longueur de la zone morte se trouve réduite à la longueur de la zone désertée.

Notons cependant que la diminution de la survitesse dans cette zone correspond à la remontée "naturelle" de la densité de porteurs libres n vers le niveau de dopage N_d . Par conséquent nous n'observons pas la création d'une couche d'accumulation importante, comme c'est le cas pour les composants de type $N^+ NN^+$. Néanmoins, si nous considérons des composants longs, ayant un produit $N_d \cdot L$ supérieur à la valeur critique (voisine de 10^{12}cm^{-2}), alors la présence d'un gradient thermique et d'un gradient de porteurs libres importants dans la zone désertée, est à l'origine de la formation de charges d'espace. Ces dernières ne peuvent ensuite être totalement étouffées, et se propagent ainsi tout au long du composant, à vitesse voisine de la vitesse limite dans le matériau [18].

La caractéristique fondamentale de ce mode de fonctionnement est qu'il est possible d'imposer la nature des charges d'espace (couches d'accumulation ou couches dipolaires), par l'intermédiaire du contact de cathode et du niveau de dopage de la zone active [19].

En effet, le niveau du courant injecté par le contact Schottky ou l'hétérojonction isotype, en polarisation inverse, est quasiment indépendant du niveau de dopage de la zone active. Il est par conséquent possible de choisir le couple hauteur de barrière-niveau de dopage de la zone active (V_b, N_d), afin de réaliser la condition suivante :

$$\langle J(t) \rangle = J_0 \sim q N_d v_{\text{sat}}$$

où $\langle J(t) \rangle$ est la valeur moyenne sur une période du signal hyperfréquence de la densité de courant total, soit encore la valeur de la densité de courant continu de polarisation : J_0 ;

N_d est le niveau de dopage de la zone active,

v_{sat} est la valeur de la vitesse limite dans le matériau.

Cette relation signifie qu'à chaque instant t de la période du signal hyperfréquence, la valeur moyenne sur l'espace (le long du composant) de la densité de porteurs libres est sensiblement égale au niveau de dopage de la zone active.

Pour cette valeur particulière du couple (J_0, N_d), les inhomogénéités de charge d'espace se propageant dans la structure sont donc des couches dipolaires (couche d'accumulation adjacente à une zone de déplétion de porteurs libres). Ceci est illustré sur la figure 45, où sont reportées les évolutions spatiales de la densité de porteurs libres n , et du champ électrique E , à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100GHz, pour un composant long à l'InP, ayant un contact de cathode limitant du type métal sur semiconducteur.

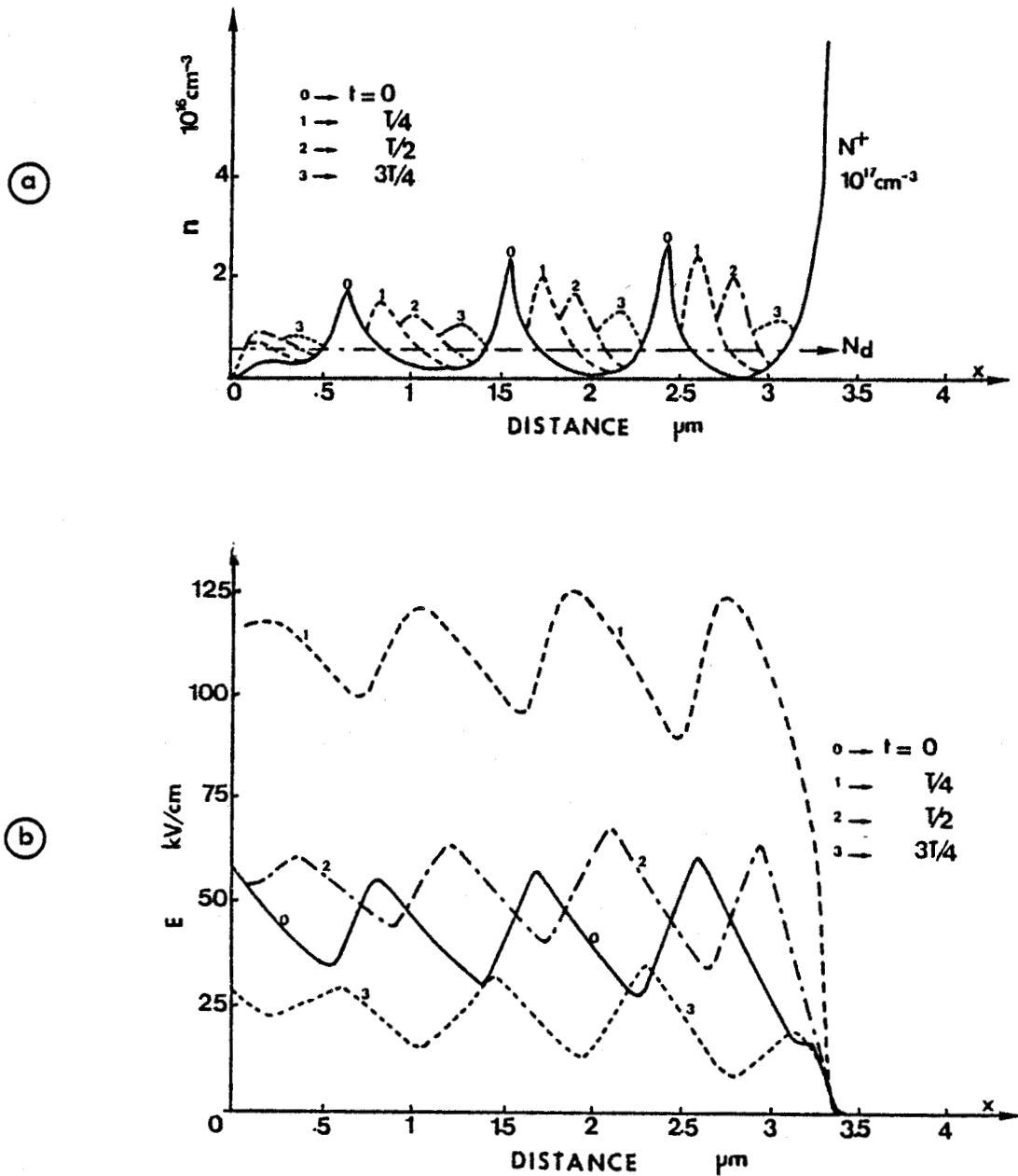


Figure 45 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n , (a), et du champ électrique E , (b), à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100GHz. Composant long à contact de cathode du type métal sur semiconducteur (ici InP), fonctionnant en mode à couches dipolaires. $T = 500^\circ\text{K}$. $L = 3,3\mu\text{m}$. $N = 710^{15}\text{cm}^{-3}$. $V_0 = 18\text{V}$.

Etant donné la nature dipolaire de ces instabilités de charge d'espace, le champ électrique spatial n'est pas croissant de façon monotone, comme c'était le cas pour le mode à couche d'accumulation et à temps de transit. Au contraire, à un instant t donné de la période du signal hyperfréquence, la valeur moyenne du champ électrique sur la totalité de la zone active du composant est quasiment constante.

III.2.2. Bilan énergétique

Ce mode de fonctionnement est caractérisé par le fait qu'il n'existe presque plus de zone morte. Cette dernière est en effet très localisée, et correspond à la largeur de la zone déplétée, du côté semiconducteur du contact. Ainsi, presque toute la zone active du composant contribue à la génération de puissance. Ceci est illustré sur la figure 46, où nous avons représenté les évolutions de la puissance hyperfréquence émise et du rendement de conversion, le long du composant.

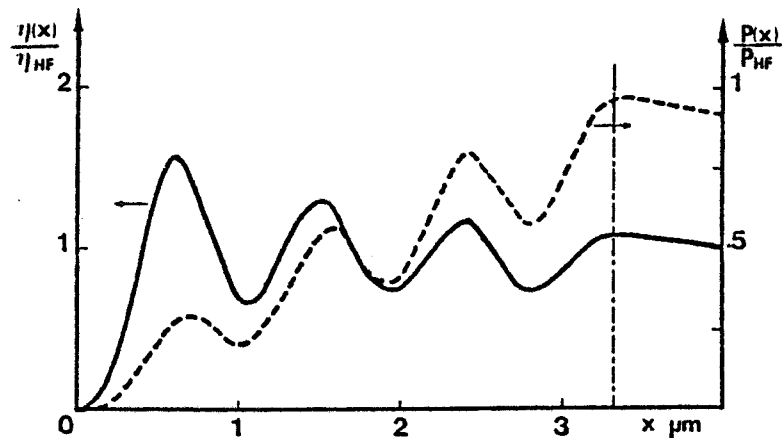


Figure 46 : Evolutions des rapports $\eta(x) / \eta_{HF}$ et $P(x) / P_{HF}$ dans le composant décrit figure 46. η_{HF} et P_{HF} sont les valeurs du rendement de conversion émis et de la puissance hyperfréquence de sortie.

Nous constatons qu'il n'y a pas de pertes de puissance, contrairement au cas du dispositif $N^+ NN^+$ (figure 41, page 65).

En outre, du fait de la limitation du courant injecté, et étant donné que le champ électrique spatial n'est pas croissant, il est possible d'utiliser des dispositifs ayant une zone active de longueur égale à plusieurs fois la longueur de transit à la fréquence de travail sans atteindre les limites thermiques. Dans ces conditions, ce mode de fonctionnement est donc peu sensible aux effets de transit.

Ce mode de fonctionnement à couches dipolaires permettra donc d'obtenir des performances de rendement de conversion émis supérieures à celles obtenues avec le mode à couche d'accumulation et à temps de transit décrit précédemment. En outre, la bande de fréquence de fonctionnement pourra être plus importante. Nous reviendrons plus en détail sur ces caractéristiques dans le chapitre suivant.

CONCLUSION

Nous avons montré dans ce chapitre comment les effets liés aux phénomènes de dynamique électronique non stationnaire se manifestent en gamme millimé-

trique, en limitant les plages de fréquences dans lesquelles les différents modes de fonctionnement sont susceptibles d'être observés. Nous avons plus particulièrement mis en évidence l'impossibilité de contrôler la croissance des charges d'espace par l'intermédiaire des conditions de fonctionnement.

Nous avons en outre montré l'influence déterminante de la nature du contact de cathode sur le mode de fonctionnement observé.

Nous pouvons ainsi distinguer deux modes de fonctionnement possibles en gamme millimétrique :

"le mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit, qui est observé dans des composants courts ayant un contact de cathode de type injectant, c'est à dire caractérisé par un champ électrique faible à l'interface de cathode. La fréquence de fonctionnement d'un tel dispositif est fixée par la longueur de sa zone active.

"le mode à couches dipolaires, qui existe dans un composant dont le contact de cathode est de type limitant, c'est à dire tel que le champ électrique soit élevé dans toute la zone active du composant. La fréquence de fonctionnement est dans ce cas imposée par le circuit extérieur, sous réserve que la mobilité différentielle négative existe encore, bien entendu (cf. figures 30, 31 et 32, chapitre 2).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] P.N.BUTCHER, W.FAWCETT
"Intervalley transfer of hot electrons in gallium arsenide"
 Phys.Letters, vol.17, July 1965, pp.216-217.
- [2] P.N.BUTCHER, W.FAWCETT, C.HILSUM
"A simple analysis of stable domain propagation in the gunn effect"
 Brit.J.Appl.Phys., vol.17, 1966, pp.841-850.
- [3] D.E.MAC CUMBER, A.G.CHYNOWETH
"Theory of negative conductance amplification and gunn instabilities in "two-valley" semiconductors"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-13, n°1, Jan.1966, pp.4-22.
- [4] H.KROEMER
"Non-linear space-charge domain dynamics in a semiconductor with negative differential mobility"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-13, n°1, Jan.1966, pp.27-40.
- [5] J.A.COPELAND
"A new mode of operation for bulk negative resistance oscillators"
 Proc.IEEE(Letters), vol.54, n°10, Oct.1966, pp.1479-1480.
- [6] J.A.COPELAND
"LSA oscillator diode theory"
 J.Appl.Phys., vol.38, n°7, july 1967, p.3096.
- [7] J.MAGARSHAK, A.MIRCEA
"Wideband CW amplification in X-band with gunn diodes"
 Dig.Tech.Papers, 1970 Int.Solid-State Circuits Conf., pp.134-135.
- [8] J.B.GUNN
"Microwave oscillations of current in III-V semiconductors"
 Solid-State Commun., vol.1, n°9, Sept.1963, P.88.
- [9] S.Y.NARAYAN, F.STERZER
"Transferred-electron amplifiers and oscillators"
 IEEE Trans.Micr.Th.Tech., vol.MTT.18, n°11, Nov.1970, PP.773-783.
- [10] H.C.HUANG, L.A.MAC KENZIE
"A gunn diode operated in the hybrid mode"
 Proc.IEEE, vol.57, 1969, p.261.
- [11] M.R.BARBER
"High-power quenched gunn oscillators"
 Proc.IEEE, vol.56, n°4, April 1968, pp.752-753.

- [12] B.K.RIDLEY
"The inhibition of negative resistance dipole waves and domains in n-GaAs"
 IEEE Trans.Elect.Dev., Vol.ED-13, n°1, Jan.1966, pp.41-43.
- [13] M.R.FRISCOURT
"Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique"
 Thèse Docteur Ingénieur, Lille I, Avril 1982.
- [14] M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND, A.CAPPY, E.CONSTANT, G.SALMER
"Theoretical contribution to the design of millimeter waves TEO's"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-30, n°3, March 1983, pp.223-229.
- [15] M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND
"Optimum design of $N^+ NN^+$ InP devices in the millimeter wave range. Frequency limitation. RF performance".
 IEEE Elect.Dev.Lett., Vol.EDL-4, n°5, May 1983, pp.135-137.
- [16] M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND, R.FAUQUEMBERGUE
"Theoretical investigation of $N^+ NN^+ Ga_{0.47}In_{0.53}As$, TEO's up to the millimeter-wave range"
 IEEE Elect.Dev.Lett., vol.EDL-5, n°11, Nov.1984, pp.434-436.
- [17] K.W.GRAY, J.E.PATTISON, H.D.REES
"Transferred-Electron Devices"
 U.S.Patent, Nov.22, 1983, n°4,417, 261
- [18] M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND
"Current-limiting cathodes for non transit-time limited operation of InP TED's in the 100GHz window"
 14th ESSDERC, Sept.10-13th, 1984, Lille, France.
- [19] H.KROEMER
"The Gunn-effect under imperfect cathode boundary conditions"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-15, n°11, Nov.1968, pp.819-837.

CHAPITRE 4

ETUDE DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE
EN GAMME MILLIMÉTRIQUE.

CHAPITRE 4

ETUDE DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE EN GAMME MILLIMÉTRIQUE

INTRODUCTION	77
PREMIÈRE PARTIE : CONTRAINTES LIÉES AUX LIMITATIONS THERMIQUES, À LA TECHNOLOGIE DU COMPOSANT, ET AUX PROBLÈMES D'ADAPTATION D'IMPÉDANCE	78
DEUXIÈME PARTIE : PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE À COUCHE D'ACCUMULATION ET À TEMPS DE TRANSIT. DÉFINITION DU COMPOSANT OPTIMAL	91
TROISIÈME PARTIE : COMPOSANTS À CONTACT LIMITANT	122
QUATRIÈME PARTIE : PERFORMANCES DE BRUIT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE	145
RÉCAPITULATION	154
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	155

INTRODUCTION

Dans le chapitre 2, nous nous sommes intéressés aux performances hyperfréquences théoriques maximales, en effet de volume, des dispositifs à transfert électronique.

Dans le chapitre suivant, nous avons étudié l'influence des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire sur les modes de fonctionnement possibles de ces dispositifs en gamme millimétrique.

Dans le présent chapitre, nous allons exposer les résultats d'une étude d'optimisation des composants à transfert électronique en gamme millimétrique. Cette étude est destinée à définir les caractéristiques optimales des composants, ainsi qu'à chiffrer les performances hyperfréquences réalistes que l'on peut en attendre. Chaque fois que nous en aurons la possibilité, nous effectuerons une comparaison entre nos résultats théoriques et les résultats expérimentaux disponibles à l'heure actuelle.

Dans la première partie de ce chapitre, nous décrirons les contraintes principales dont nous avons tenu compte dans cette étude d'optimisation.

La deuxième partie sera consacrée à la description des propriétés essentielles des composants à contact injectant fonctionnant en mode à couche d'accumulation et à temps de transit. Nous en déduirons les caractéristiques optimales de ces composants, ainsi que leurs performances hyperfréquences. Les résultats de cette étude seront cautionnés par la comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus à la THOMSON-CSF avec des composants réalisés d'après nos spécifications.

La troisième partie de ce chapitre constitue une étude similaire, concernant les composants de structure mesa à contact de cathode de type limitant, fonctionnant en mode à couches dipolaires. Nous y reporterons également les résultats d'une étude préliminaire effectuée sur des composants de structure planar, à injection contrôlée par MESFET.

Enfin, la dernière partie sera consacrée aux performances de bruit de ces dispositifs.

CHAPITRE 4 : PREMIÈRE PARTIE

CONTRAINTES LIÉES AUX LIMITATIONS THERMIQUES, À LA
TECHNOLOGIE DU COMPOSANT, ET AUX PROBLÈMES D'ADAPTATION
D'IMPÉDANCE.

CHAPITRE 4 : PREMIÈRE PARTIE

CONTRAINTES LIÉES AUX LIMITATIONS THERMIQUES, À LA TECHNOLOGIE DU COMPOSANT,
ET AUX PROBLÈMES D'ADAPTATION D'IMPÉDANCE.

INTRODUCTION	78
I. LIMITATIONS THERMIQUES	78
II. LIMITATIONS LIÉES À LA TECHNOLOGIE	79
II.1. RESISTANCE THERMIQUE	79
II.2. RESISTANCE SERIE	82
II.3. CHAMP ELECTRIQUE MAXIMAL ADMISSIBLE A L'INTERFACE D'ANODE NN ⁺	84
III. LIMITATIONS LIÉES AU MONTAGE DU COMPOSANT DANS UN BOÎTIER, PUIS À SON INSERTION DANS UN CIRCUIT DE CHARGE	84
CONCLUSION	88
PROCÉDURE D'OPTIMISATION UTILISÉE	88

PREMIÈRE PARTIE

CONTRAINTES LIÉES AUX LIMITATIONS THERMIQUES, À LA TECHNOLOGIE DU COMPOSANT, ET AUX PROBLÈMES D'ADAPTATION D'IMPÉDANCE.

INTRODUCTION

La réalisation d'un composant directement utilisable et interchangeable dans un système ne se limite bien évidemment pas à la réalisation des structures de base que nous avons jusqu'à présent considérées.

Chaque structure doit en effet être montée dans un boîtier, qui permet en particulier, la prise de contacts sur les couches épitaxiées fortement dopées (fils de connexion, soudure) et l'évacuation de la chaleur générée dans le composant (intégration d'un dissipateur thermique). Puis, le composant en boîtier est inséré dans un circuit de charge, à la sortie duquel l'utilisateur dispose de performances hyperfréquences qui peuvent être considérablement différentes de celles émises par le composant.

Dans un premier temps nous allons considérer quelles sont les contraintes thermiques et technologiques qui interviennent directement sur l'optimisation du composant et sur les performances hyperfréquences émises par ce dernier.

Nous verrons ensuite comment nous pouvons prendre en compte les influences respectives du boîtier et du circuit, afin d'en déduire les performances hyperfréquences utiles d'un dispositif.

I. LIMITATIONS THERMIQUES

La température de fonctionnement d'un dispositif semiconducteur influe sur les paramètres fondamentaux du matériau, et constitue donc un des éléments déterminants pour la définition des caractéristiques optimales d'une structure (longueur, niveau de dopage, conditions de polarisation, section du composant) et de ses performances hyperfréquences potentielles (niveau de puissance hyperfréquence émise et de rendement de conversion, bande de fréquence de fonctionnement, etc...). La température de fonctionnement est également un facteur important pour la fiabilité du composant.

De façon à obtenir des composants de bonne fiabilité, nous nous sommes fixé une température maximale de fonctionnement de 120°C.

En ce qui concerne les performances hyperfréquences, nous avons montré au cours du deuxième chapitre, que celles-ci se dégradent fortement lorsque la température du matériau augmente. Afin d'obtenir des composants performants, il nous faudra donc tenter de diminuer la température de fonctionnement.

Cette dernière est une fonction croissante de la puissance continue P_0 dissipée dans le composant, c'est à dire encore de la tension de polarisation V_0 et du courant continu I_0 .

La tension de polarisation V_0 sera d'autant plus élevée que le champ électrique dans le composant sera important. En pratique, l'utilisation de profils de dopage croissant de façon monotone depuis le contact de cathode jusqu'au contact d'anode, permet de réduire les valeurs du champ électrique dans le composant, à niveau de courant injecté constant [1] (nous illustrerons cette caractéristique dans la deuxième partie de ce chapitre).

En ce qui concerne la densité de courant continu de polarisation, elle est directement proportionnelle au niveau de dopage de la zone active. En pratique, il faudra donc trouver un compromis entre la température de fonctionnement et la résistance de sortie présentée par le composant, puisque, comme nous le montrerons par la suite, cette dernière est également proportionnelle au niveau de dopage de la zone active.

II. LIMITATIONS LIÉES À LA TECHNOLOGIE

1. RESISTANCE THERMIQUE

La température de fonctionnement d'un composant est liée à la résistance thermique R_{TH} de ce dernier par la relation :

$$T_d = T_a + P_0 (1 + \eta_{HF}) R_{TH}$$

- où T_a est la température ambiante
 P_0 est la puissance continue dissipée par le composant, qui peut s'exprimer : $P_0 = V_0 J_0 S$
 V_0 est la tension de polarisation du composant,
 J_0 est la densité de courant continu de polarisation ,
 S est la section du composant,
 η_{HF} est le rendement de conversion P_{HF} / P_0
 (η_{HF} est négatif si le composant fournit de la puissance hyperfréquence).

Etant donné l'ordre de grandeur faible des niveaux de rendement de conversion des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique, nous avons écrit plus simplement :

$$T_d \approx T_a + P_0 R_{TH} = T_a + V_0 J_0 S R_{TH}$$

Nous voyons donc que pour une structure donnée et un point de polarisation fixé, la température de fonctionnement du composant évoluera comme le produit ($S \cdot R_{TH}$). Il nous faut donc déterminer l'évolution de la résistance thermique en

fonction de la section du composant.

La résistance thermique globale du composant est la somme des contributions des différentes couches le constituant. La figure 47 rappelle, de façon schématique, la structure d'un composant N^+NN^+ .

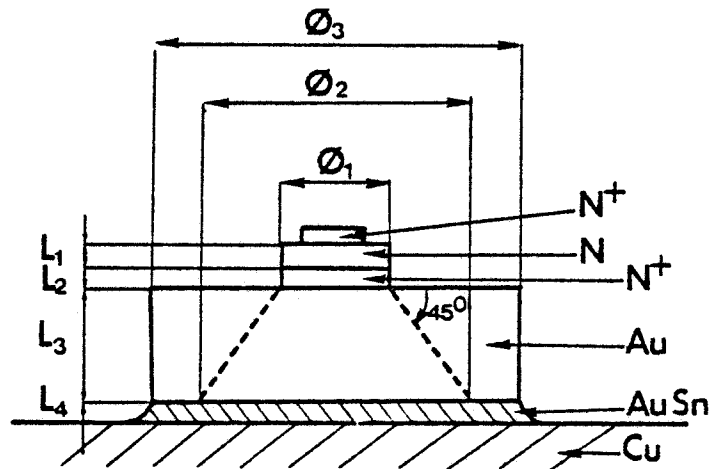


Figure 47 : Représentation schématique de la structure d'un composant N^+NN^+ .

Le composant repose sur un dissipateur en or, soudé sur un support en cuivre [2].

La contribution majeure à la résistance thermique est essentiellement la résistance de constriction liée au cône de dissipation thermique dans le radiateur en or (cf. figure 47). Cette dernière peut être déterminée à l'aide de la relation suivante [3] :

$$R_{TH(Au)} = \frac{1}{\sigma_{Au} \pi \phi_1} \arctg \frac{4L_3}{\phi_1}$$

ϕ_1 est le diamètre de la surface de contact avec la couche adjacente (ici la couche N^+), d'où provient le flux de chaleur à dissiper,

L_3 est l'épaisseur du dissipateur en or,

σ_{Au} est la conductivité thermique de ce dernier.

Nous donnons ci-dessous un ordre de grandeur typique de la résistance thermique de ce dissipateur en or [2] :

$$R_{TH(Au)} \# 50^\circ/W \text{ pour } \phi_1 = 30\mu m$$

$$R_{TH(Au)} \# 20^\circ/W \text{ pour } \phi_1 = 60\mu m$$

(avec $\sigma_{Au} \sim 3W/^\circ C/cm$, $L_3 \sim 40\mu m$)

De la même façon, il est possible de calculer les valeurs des résistances thermiques respectives des autres couches. Nous avons reporté sur la figure 48 (courbe 1) l'évolution de la résistance thermique globale d'un composant de structure $N^+ NN^+$ à l'InP en fonction du diamètre \varnothing_1 de ce dernier. (Cette courbe est extraite du rapport final de la THOMSON-CSF, concernant le contrat DRET n°83/110, [2]). Nous y avons également reporté, pour comparaison, l'évolution de la résistance thermique théorique, qui nous a été communiquée par les chercheurs de Plessey Caswell Research Ltd (courbe 2) [4] . Les caractéristiques (\varnothing et L) des composants considérés sont légèrement différentes de celles des composants THOMSON-CSF, ce qui explique l'écart entre les deux courbes.

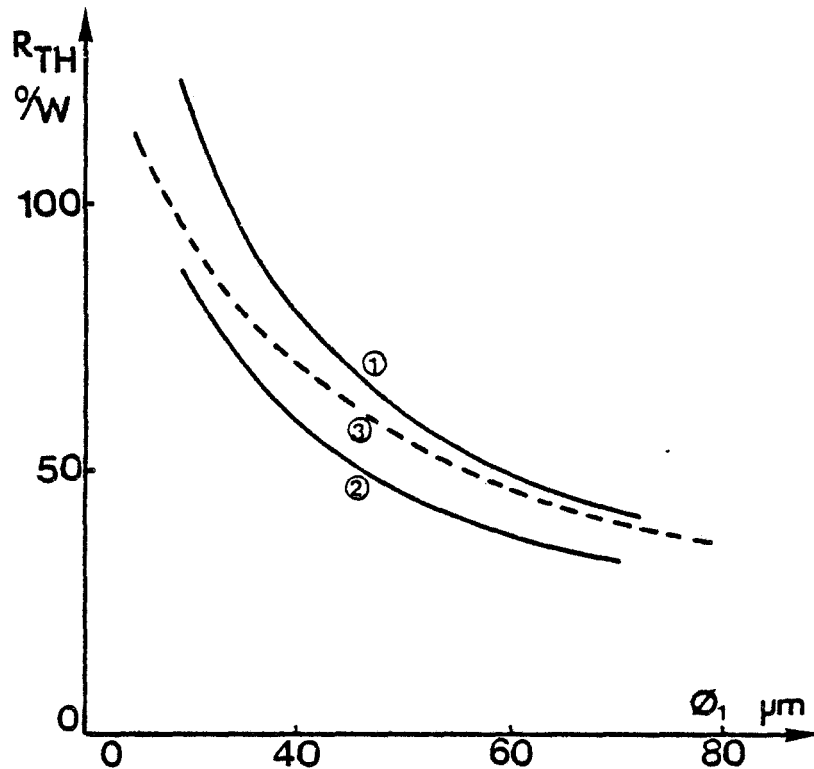


Figure 48 : Evolution de la résistance thermique R_{TH} en fonction du diamètre \varnothing_1 du composant.

- 1 : Courbe théorique THOMSON-CSF [2] : $\varnothing_3 \approx 400\mu m$
 $L_1 = 1.3\mu m$; $L_2 = 1\mu m$; $L_3 = 40\mu m$; $L_4 = 5\mu m$
- 2 : Courbe théorique PLESSEY [4] : $\varnothing_3 \approx 200\mu m$
 $L_1 = 1.4\mu m$; $L_2 = 0.7\mu m$; $L_3 = 55\mu m$; $L_4 = 8\mu m$
- 3 : Approximation analytique : $R_{TH} = 2.510^{-3} / \sqrt{S}$ °C/W

Dans notre simulation numérique nous avons principalement tenu compte de la résistance de constriction, c'est pourquoi nous avons considéré une résistance thermique évoluant en $1/\sqrt{S}$ (courbe 3, figure 48) :

$$R_{TH} = \alpha S^x \text{ } ^\circ\text{C/W}$$

$$\alpha \# 2.510^{-3} \text{ } ^\circ\text{C/W/m}$$

S section du composant en m^2

$$x = -1/2 .$$

En réalité, pour de faibles valeurs de la section du composant, la résistance thermique augmente légèrement plus rapidement qu'une loi en $1/\sqrt{S}$, du fait que la conductivité thermique des différentes couches diminue lorsque la température augmente. Cependant, la loi de variation considérée ici permet de bien rendre compte des phénomènes physiques. En outre, au niveau de notre simulation numérique, la prise en compte, sous forme analytique, d'une loi d'évolution différente ne pose aucun problème.

Nous voyons donc, qu'en première approximation, nous pouvons écrire :

$$T_d \# T_a + V_o J_o S \alpha S^{-1/2}$$

$$\text{soit } T_d \# T_a + V_o J_o \alpha S^{1/2}$$

d'où la règle simple suivante :

Afin de diminuer la température de fonctionnement, il est nécessaire de diminuer la section du composant, pour une structure donnée et un point de fonctionnement fixé.

Remarque

Etant donné les dimensions très faibles des composants en gamme millimétrique, nous avons négligé le gradient thermique entre le contact de cathode et le contact d'anode. Celui-ci est en effet de l'ordre de 10% de la température de fonctionnement [5.a].

2. RESISTANCE SERIE

Les contacts N^+ présentent une résistance positive qui se soustrait à la résistance négative présentée par le composant, et qui peut s'exprimer :

$$r_s = \rho \frac{l}{S} = \frac{l}{\sigma S}$$

où S est la section du composant,

l la longueur totale des deux zones N^+ ,

σ la conductivité de ces zones N^+ ($\sigma = qnu$)

Cette résistance positive r_s constitue donc une résistance de pertes. Elle est fonction du niveau de dopage N^+ , par l'intermédiaire de la conductivité. Mais, en toute rigueur, cette résistance dépend également de la fréquence de fonctionnement, à cause de l'effet de peau [5.b]. Afin de s'affranchir de cette dépendance vis à vis de la fréquence, il est nécessaire que la longueur des deux zones N^+ soit inférieure à l'épaisseur de l'effet de peau, c'est à dire :

$$l < \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}}$$

où ω est la pulsation correspondant à la fréquence de travail
 μ_0 est la perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4 \pi 10^{-7}$,
 σ est la conductivité dans les zones N^+ ,
 δ est l'épaisseur de l'effet de peau.

A 100GHz, la longueur des deux zones N^+ doit être inférieure à une dizaine de microns environ. Ceci signifie que les couches épitaxiées N^+ doivent être amincies, ce qui pose quelques problèmes d'ordre technologique [6][7].

Si cette condition sur la longueur l n'est pas satisfaite (c'est le cas en particulier pour $l=20\mu\text{m}$) nous pouvons tenir compte de l'effet de peau de la façon suivante [5.b] :

$$r_s = \frac{l}{\sigma \pi \delta (\phi - \delta)}$$

où ϕ est le diamètre du composant.

Nous donnons, dans le tableau ci-dessous un ordre de grandeur typique de cette résistance série r_s , pour différentes valeurs de la section et de la longueur totale des zones N^+ d'un composant à l'InP. Nous avons considéré ici un niveau de dopage des zones N^+ de 10^{18}cm^{-3} .

$$N^+ = 10^{18} \text{cm}^{-3} \quad \mu = 0.1 \text{ m}^2/\text{V.s.} \quad T = 300^\circ\text{K.}$$

$$F = 100\text{GHz} \quad \delta = 12.6\mu\text{m.}$$

l (μm) \ / \ ϕ (μm)	5	10	20
30	0.45 Ω	0.9 Ω	1.8 Ω
40	0.25 Ω	0.6 Ω	1.15 Ω
50	0.20 Ω	0.4 Ω	0.65 Ω

Dans notre simulation numérique, nous incluons deux couches N^+ de $0.5\mu\text{m}$ de longueur chacune dopées typiquement à 10^{17}cm^{-3} , et pour lesquelles nous considérons une mobilité égale à celle de la zone active. On peut vérifier aisément que ceci revient (en ce qui concerne la résistance série r_s), à prendre en compte des couches N^+ dopées à 10^{18}cm^{-3} et de longueur totale égale à $5\mu\text{m}$. En pratique, les résultats devront donc être corrigés pour les longueurs supérieures de zones N^+ .

Nous voyons donc qu'afin de minimiser les pertes liées à la présence des zones N⁺, il est nécessaire d'en diminuer l'épaisseur. En outre, ces pertes seront d'autant plus faibles que la section du composant sera importante.

3. CHAMP ELECTRIQUE MAXIMAL ADMISSIBLE A L'INTERFACE D'ANODE NN⁺

La valeur du champ électrique maximal admissible à l'interface NN⁺ d'anode est essentiellement liée à deux contraintes.

"La première est d'ordre purement physique: le champ électrique maximal dans le composant ne doit pas prendre des valeurs supérieures au "champ d'avalanche", qui est la valeur du champ électrique au-dessus de laquelle il est nécessaire de tenir compte des phénomènes d'ionisation par chocs. Les valeurs du champ d'avalanche couramment admises pour les trois matériaux auxquels nous nous sommes intéressés sont les suivantes [8][9] :

	GaAs	InP	GaInAs
Ea (kV/cm)	400	500	200

"La deuxième limitation est d'ordre technologique. En effet, de fortes valeurs du champ électrique à l'interface NN⁺ d'anode peuvent provoquer des microclaquages, en cas de mauvaise qualité cristallographique de ce dernier. La valeur maximale du champ électrique admissible à l'interface sera donc d'autant plus faible que la qualité métallurgique de l'interface sera médiocre.

Lors de la définition des structures semiconductrices, il nous faudra donc veiller à ce qu'elles permettent de minimiser la valeur de ce champ électrique d'interface d'anode. Ceci pourra être obtenu, par exemple, par l'intermédiaire de profils croissant de la cathode vers l'anode [1], ainsi que nous l'avons déjà mentionné précédemment.

III. LIMITATIONS LIÉES AU MONTAGE DU COMPOSANT DANS UN BOÎTIER, PUIS À SON INSERTION DANS UN CIRCUIT DE CHARGE.

Lors de la réalisation d'un oscillateur, le circuit de charge a pour fonction d'adapter l'impédance de sortie présentée par le composant en boîtier, de façon à ce que la condition d'oscillation soit satisfaite, à savoir :

$$R_d + R_c = 0$$

$$X_d + X_c = 0$$

où (R_d, X_d) est l'impédance présentée par le composant en boîtier à la fréquence

d'oscillation,

(R_c, X_c) est l'impédance ramenée par le circuit de charge dans le plan du composant, à cette même fréquence.

Le niveau de l'impédance à adapter ne peut cependant pas être quelconque. Il existe en effet un niveau d'impédance minimale adaptable, propre à chaque configuration du circuit de charge. La cavité dite "à cap" (figure 49) est le type de circuit le mieux adapté aux applications en gamme millimétrique, et le plus usité actuellement [10][11][12][13].

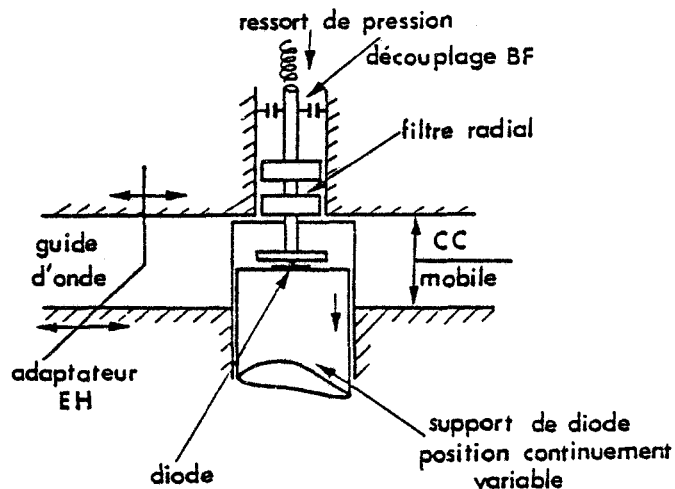


Figure 49 : Représentation schématique d'une cavité "à cap".

Le disque (ou "cap") est destiné à adapter la faible impédance du composant à l'impédance élevée du guide d'onde de sortie. Il s'agit d'un circuit à très grand rapport de transformation et à faibles pertes [12]. Il présente cependant deux inconvénients importants. D'une part il n'est pas possible d'adapter de façon indépendante les niveaux de résistance et de réactance. De plus, il est difficile d'adapter de faibles niveaux de réactance associés à de faibles niveaux de résistance [10][12]. Ceci signifie que l'adaptation de l'impédance de sortie de composants ayant un coefficient de qualité propre voisin de 1 ($Q_d = |X_d / R_d| \sim 1$) ne pourra être réalisée que si les niveaux de réactance (et donc de résistance) ne sont pas trop faibles. Or, comme nous le verrons par la suite, les composants à contact de cathode injectant, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit, présentent justement un coefficient de qualité Q_d proche de 1. C'est pourquoi, dans ce cas, nous nous sommes fixé un niveau d'impédance minimal adaptable égal à :

$$Z_{\min} = 5 \Omega + j 5 \Omega$$

Cette valeur est en bon accord avec les résultats publiés par ailleurs [12] et avec les résultats expérimentaux [4].

Dans le cas de composants ayant un coefficient de qualité propre supérieur à 1, l'adaptation de niveaux de résistance inférieurs à 5Ω est tout à fait possible avec ce circuit "à cap".

Cette contrainte, relative au niveau de l'impédance de sortie présentée par le composant, est plus particulièrement inhérente à la configuration du circuit de charge. Cependant, il existe un autre problème important dont il faut également tenir compte: il s'agit des pertes hyperfréquences introduites lors de l'insertion du composant dans son boîtier puis dans le circuit de charge.

En gamme d'ondes centimétriques, la prise en compte des éléments parasites liés au montage du composant dans un boîtier s'effectue généralement à l'aide d'un schéma équivalent. Ce dernier comprend le plus souvent une capacité parasite (celle du boîtier proprement dit), une inductance représentant les éléments de connexion, ainsi qu'une résistance. Cette dernière inclut notamment la résistance de contact liée à la soudure du composant sur son support en cuivre, ainsi que la résistance de contact des éléments de connexion soudés sur le composant [14][15][16]. Cependant, en gamme millimétrique un tel schéma équivalent en éléments localisés n'est plus valable, car les dimensions du boîtier ne sont plus négligeables devant la longueur d'onde à la fréquence considérée ($\lambda_0 = 3\text{mm}$ à 100GHz) (on considère en effet généralement qu'un schéma en éléments localisés demeure utilisable tant que les dimensions mises en jeu sont inférieures à $\lambda_0/10$ environ).

Par conséquent, afin de déterminer la transformation d'impédance liée au boîtier et les pertes associées à cette transformation, il est nécessaire de traiter le boîtier comme une association de lignes radiales. Etant donné les faibles niveaux d'impédance mis en jeu au niveau du composant, il peut sembler opportun de traiter simultanément le cap, destiné à adapter l'impédance du composant.

Ce traitement électromagnétique du composant en boîtier n'est pas aisé à mettre en oeuvre. Un modèle numérique de ce type, destiné plus particulièrement à l'étude des modules préaccordés, a été développé au laboratoire par A.DERYCKE [10]. Ce dernier nous a fourni les résultats reportés figure 50. Nous y avons représenté l'évolution de l'impédance de sortie du composant vue à l'extérieur du boîtier après transformation par celui-ci. (Nous avons considéré ici une résistance de sortie du composant sans boîtier évoluant linéairement dans la bande de fréquence considérée, ce qui n'est pas tout à fait le cas en réalité, ainsi que nous le verrons dans la seconde partie de ce chapitre). Le calcul a été effectué successivement pour le boîtier W3 classique, puis un boîtier ayant une structure très proche de celle d'un module préaccordé [10] (se référer à la figure 50 pour les dimensions).

Considérons dans un premier temps la transformation d'impédance due au boîtier W3. Deux remarques immédiates: premièrement, nous observons une chute spectaculaire de la résistance de sortie vue à l'extérieur du boîtier par rapport à la résistance de sortie primitive. En second lieu, nous constatons que la réactance du composant devient selfique (Notons que les simulations ont été effectuées sans tenir compte de la présence des selfs de connexion).

Ces évolutions sont très importantes. En effet, l'impédance qui devra être adaptée par le circuit est celle présentée par le composant en boîtier. Plus le niveau de résistance de sortie sera faible et plus les pertes liées à l'adaptation d'impédance (au niveau du cap notamment) seront sensibles. Notons en outre que l'adaptation d'une réactance selfique est relativement difficile à effectuer avec un circuit à cap, et conduit à des accords assez critiques.

Ces évolutions justifient donc la définition d'un niveau d'impédance minimale adaptable.

A l'opposé, nous constatons que la transformation d'impédance liée à l'autre boîtier est beaucoup plus favorable. En effet le niveau de résistance de sortie vu à l'extérieur du boîtier est quasiment inchangé. D'autre part, la réactance demeure capacitive. Il est clair que dans un tel cas les pertes liées à l'adaptation d'impédance auront une importance moins cruciale que dans le cas du boîtier W3.

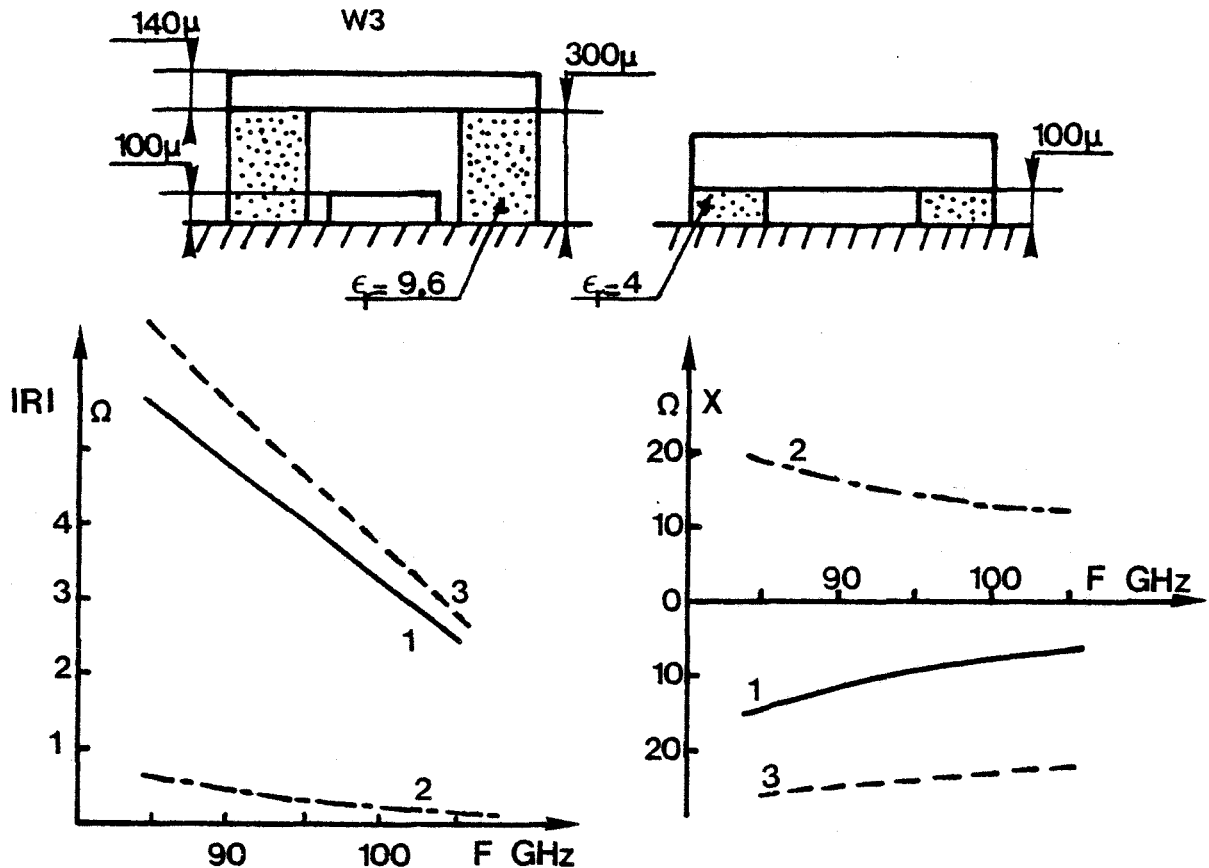


Figure 50 : Evolution fréquentielle de l'impédance de sortie du composant vue à l'extérieur du boîtier [10].

- 1 - Impédance du composant sans boîtier
- 2 - Impédance après transformation par le boîtier W3
- 3 - Impédance après transformation par un boîtier du type module préaccordé.

Nous nous bornerons ici à ces quelques considérations en ce qui concerne la transformation d'impédance liée au boîtier. En effet, une étude approfondie et exhaustive de cet aspect particulier ne constitue pas l'objet de notre propos. Nous désirions simplement ici mettre en évidence l'importance des problèmes posés à cette étape de la réalisation d'un composant, et la nécessité d'apporter un grand soin à la définition du boîtier.

Notons pour terminer qu'afin de prendre en compte les pertes hyperfréquences existant dans le reste du circuit (pertes plus faibles car on y travaille à haute impédance), il est commode d'utiliser la notion de rendement de circuit, développée plus particulièrement par KUROKAWA [17]. Dans le meilleur des cas, le rendement d'un très bon circuit peut atteindre des valeurs proches de 90%. En ce qui nous

concerne, nous considérerons une valeur moyenne de 70 à 80%. Ceci devrait nous permettre d'obtenir un ordre de grandeur réaliste des performances hyperfréquences utiles potentielles des composants que nous allons étudier.

CONCLUSION

Nous avons pu nous rendre compte, au cours de cette discussion relativement simple, que les performances hyperfréquences utiles d'un dispositif (c'est à dire celles qui intéressent directement l'utilisateur) sont une fonction complexe de toutes les grandeurs physiques suivantes, elles-même étroitement liées entre elles : T_d , V_o , I_o , N_d , R_{TH} , S , P_{HF} , η_{HF} , R_d , X_d , et r_s . L'optimisation d'un composant en vue d'une application donnée consiste donc à rechercher le compromis le plus judicieux entre toutes ces grandeurs, tout en respectant les limites physiques bien sûr (notamment au niveau des dimensions géométriques du composant).

En guise de conclusion, nous résumons ci-dessous le critère d'optimisation que nous avons choisi pour la définition de nos composants.

L'objectif visé est l'obtention des performances hyperfréquences maximales, compte tenu d'un choix a priori de la température de fonctionnement, de l'impédance minimale adaptable, et de la loi d'évolution de la résistance thermique en fonction de la section du composant.

D'autres configurations de cette procédure d'optimisation peuvent être envisagées selon le type d'application intéressant l'utilisateur (minimisation des dérives fréquentielles en fonction des paramètres de fonctionnement par exemple, ...)

Procédure d'optimisation utilisée (composants de structure N^+NN^+ fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit).

Une fois fixée la température de fonctionnement, la détermination de la longueur optimale de la zone N correspondant à une fréquence d'oscillation donnée est relativement aisée. La recherche des performances hyperfréquences maximales s'effectue ensuite en se basant sur les sens d'évolution des différentes grandeurs :

- la puissance hyperfréquence augmente comme la section du composant,
- la section du composant est limitée,
 - par la température de fonctionnement qui croît approximativement comme la racine carrée de la section,
 - par le niveau d'impédance minimale adaptable, puisque l'impédance de sortie du composant est inversement proportionnelle à sa section,
- d'autre part, la résistance de sortie du composant est une fonction croissante du niveau de dopage de la zone active.

Soit S_{T_0} la section du composant qui, compte tenu des conditions de fonctionnement (V_0, J_0) et de la loi d'évolution de la résistance thermique ($R_{TH} = f(S)$), permet d'obtenir la température de fonctionnement désirée T_d ;

Soit S_{Zmin} la valeur maximale de la section permise, correspondant à l'obtention d'une impédance de sortie égale au niveau de l'impédance minimale adaptable Z_{min} , dans les conditions de fonctionnement étudiées. Appelons T la température de fonctionnement correspondant à cette section S_{Zmin} .

Si $S_{Zmin} > S_{T_0}$, ceci signifie que : $T > T_d$; les limitations thermiques sont alors prédominantes.

Inversement si $S_{Zmin} < S_{T_0}$, alors $T < T_d$, et le composant étudié est limité en impédance de sortie.

$$\text{Si } \underline{S_{T_0} / S_{Zmin}} < 1 \quad (\text{limitations thermiques})$$

Si ce rapport est voisin de 1, alors une légère diminution de la tension de polarisation V_0 peut suffire à s'affranchir des problèmes thermiques.

Par contre si ce rapport est très différent de 1, il est alors nécessaire de diminuer le niveau de dopage de la zone N, de façon à réduire la densité de courant continu J_0 .

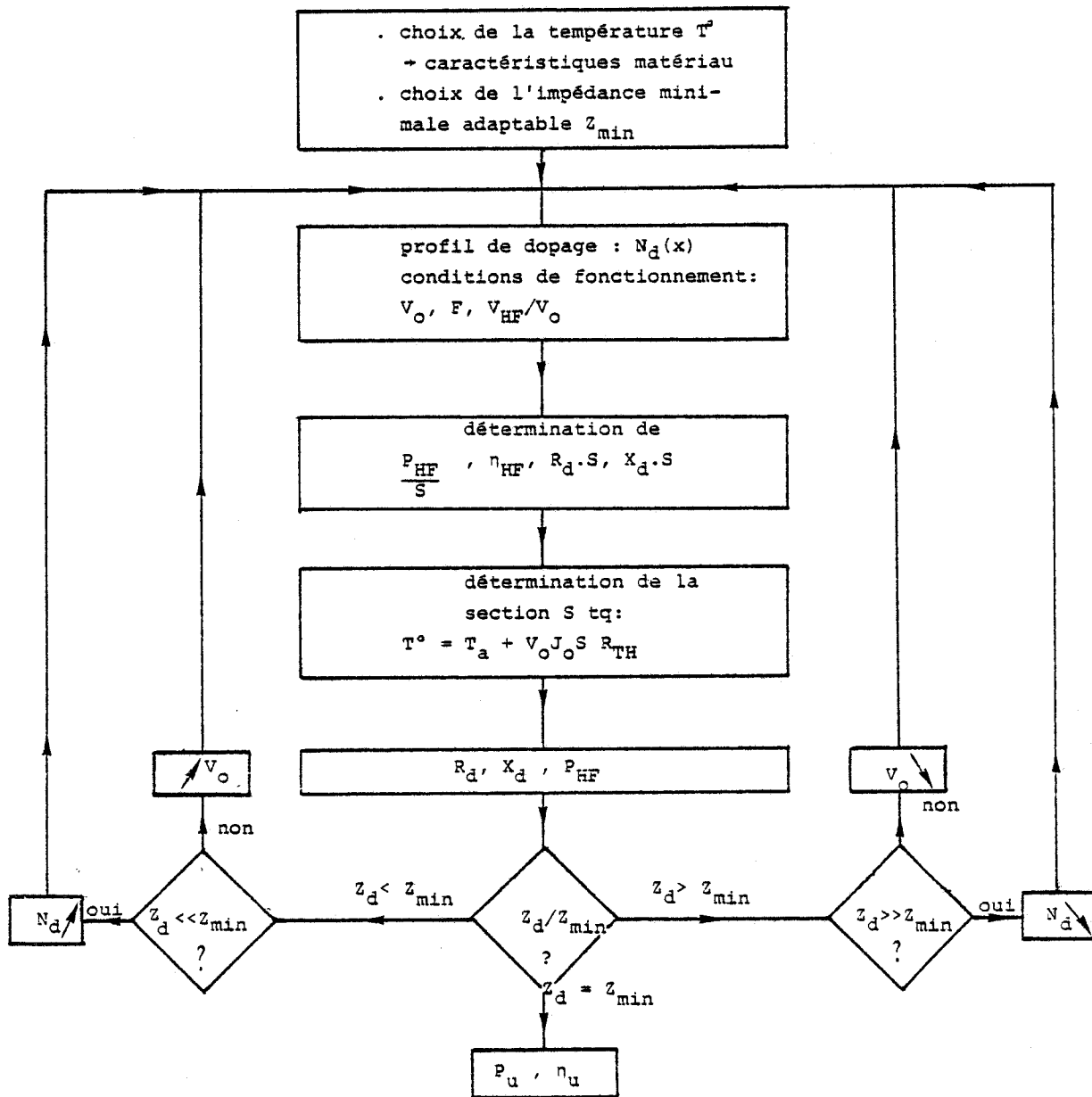
$$\text{Si } \underline{S_{T_0} / S_{Zmin}} > 1 \quad (\text{limitations en impédance})$$

Si ce rapport est voisin de 1, une légère augmentation de la tension de polarisation V_0 peut permettre d'atteindre l'équilibre recherché entre S_{T_0} et S_{Zmin} .

Mais le plus souvent, le rapport S_{T_0} / S_{Zmin} est très différent de 1, et il est alors nécessaire d'augmenter le niveau de dopage de la zone N afin d'accroître le niveau de la résistance de sortie du composant.

Pour une longueur L donnée de la zone active du composant, le niveau de dopage de la zone active N, et la tension de polarisation V_0 sont ajustés afin d'obtenir la section S_{T_0} la plus grande possible, tout en maintenant un rapport S_{T_0} / S_{Zmin} voisin de 1.

Cette procédure d'optimisation est résumée dans l'organigramme suivant.



CHAPITRE 4 : DEUXIÈME PARTIE

PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE À COUCHE D'ACCUMULATION
ET A TEMPS DE TRANSIT.

DÉFINITION DU COMPOSANT OPTIMAL.

CHAPITRE 4 : DEUXIÈME PARTIE

PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE À COUCHE D'ACCUMULATION
ET À TEMPS DE TRANSIT

COMPOSANTS À CONTACT LIMITANT

INTRODUCTION	91
I. PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE DE FONCTIONNEMENT À COUCHES D'ACCUMULATION ET À TEMPS DE TRANSIT	91
I.1. PERTES DUES A L'EXISTENCE DE LA ZONE MORTE	91
I.2. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE FONCTIONNEMENT	93
I.3. INFLUENCE DE LA TENSION DE POLARISATION	97
I.4. BANDE DE FREQUENCE POTENTIELLE	99
I.5. INFLUENCE DU CIRCUIT DE CHARGE : MODE FONDAMENTAL, REGIME A EXTRACTION D'HARMONIQUE	103
I.6. IMPORTANCE DU CHOIX DU PRODUIT N.L	107
II. RÉSULTATS DE CETTE ÉTUDE D'OPTIMISATION : DÉFINITION DU COMPOSANT OPTIMAL, PERFORMANCES HYPERFRÉQUENCES ÉMISES ATTENDUES	109
II.1. COMPOSANTS COURTS DE STRUCTURE $N^+ NN^+$ à l'InP	109
II.2. MODE FONDAMENTAL A COUCHE D'ACCUMULATION ET A TEMPS DE TRANSIT : COMPARAISON AVEC LES RESULTATS OBTENUS EN MODE A CHAMP ELECTRIQUE SPATIALEMENT UNIFORME	113
II.3. STRUCTURES OPTIMALES DANS QUELQUES CAS PARTICULIERS	114
II.4. GENERATION DE PUISSANCE EN REGIME A EXTRACTION D'HARMONIQUE	117
II.5. AUTRES STRUCTURES A CONTACT DE CATHODE INJECTANT	119
CONCLUSION	121

DEUXIÈME PARTIE

PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE À COUCHE D'ACCUMULATION ET À TEMPS
DE TRANSIT
- DÉFINITION DU COMPOSANT OPTIMAL -

INTRODUCTION

L'optimisation des composants à transfert électronique en gamme millimétrique dépend des différentes contraintes que nous avons rapidement décrites dans la première partie de ce chapitre, mais également du mode de fonctionnement du dispositif et des caractéristiques propres à ce mode. Ce sont ces dernières que nous allons maintenant décrire, en nous efforçant de mettre en évidence l'influence du mode considéré sur l'optimisation du composant.

Cette section sera plus spécialement consacrée aux composants courts à contact de cathode de type injectant (plus particulièrement de structure $N^+ NN^+$), fonctionnant en mode à couche d'accumulation et à temps de transit. Après avoir décrit les propriétés de ce mode de fonctionnement, nous concluerons en donnant les structures optimales déduites de nos simulations, et les performances hyperfréquences attendues. Dans la mesure des résultats disponibles, nous effectuerons une comparaison théorie-expérience.

Le cas des composants longs à contact de cathode de type limitant sera traité quant à lui dans la troisième partie du chapitre.

I. PROPRIÉTÉS ESSENTIELLES DU MODE DE FONCTIONNEMENT À COUCHE D'ACCUMULATION ET À TEMPS DE TRANSIT.

1. PERTES DUES A L'EXISTENCE DE LA ZONE MORTE

Comme nous l'avons montré au cours du chapitre précédent, la nature " froide " du contact de cathode induit l'existence d'une zone inactive, d'échauffement des porteurs libres, encore appelée zone morte. Cette zone morte correspond à une résistance positive, et elle est le siège d'une dissipation de puissance [19][20]. La longueur de cette zone morte dépend naturellement des conditions de fonctionnement (notamment de la température du matériau, de la tension de polarisation et de la fréquence). Nous avons précisé comment nous définissons la longueur " effective " de cette zone inactive. Nous donnons à présent, dans le tableau ci-dessous, un ordre de grandeur typique de cette longueur, dans des conditions optimales de fonctionnement (pour la fréquence de fonctionnement choisie) et pour les trois matériaux semi-conducteurs que nous avons considérés.

	T (°K)	F (GHz)	L (μm)	V ₀ (V)	L _m (μm)	L _a (μm)
GaAs	393	100	1,1	3,0	0,75	0,35
InP	493	100	1,0	5,0	0,75	0,25
GaInAs	493	40	2,0	7,0	1,25	0,75

où $L_a = L - L_m$ est ce que l'on pourrait appeler une longueur " effective " de zone active. Notons cependant que cette longueur est différente de la longueur réelle de transit des couches d'accumulation de porteurs libres (ainsi que nous l'avons déjà mentionné dans le troisième chapitre).

Nous constatons que les zones mortes observées dans le cas du GaAs et de l'InP sont sensiblement de mêmes longueurs (à même fréquence de fonctionnement). Cette similitude résulte d'une part de la température de fonctionnement, plus faible pour les composants au GaAs, et d'autre part, des valeurs plus faibles du temps de relaxation de l'énergie dans l'InP. En effet, cette dernière caractéristique, ainsi que des valeurs plus élevées de la tension de polarisation optimale, favorisent une acquisition plus rapide de l'énergie de seuil, pourtant plus importante dans l'InP que dans le GaAs.

Les fortes valeurs du temps de relaxation de l'énergie dans le GaInAs, ainsi que les valeurs importantes de la survitesse, conduisent à des longueurs de zone morte très défavorables dans ce matériau en gamme millimétrique.

Rappelons enfin que la longueur totale de la zone N doit être telle que la longueur réelle de transit des porteurs libres soit aussi la longueur de transit v/f correspondant à la fréquence de fonctionnement f . De cette façon les oscillations de courant résultant du transit de la couche d'accumulation de porteurs libres seront stables, et synchronisées par la tension hyperfréquence.

Remarque :

Dans des conditions optimales de fonctionnement (c'est à dire lorsque le rendement de conversion émis est maximal), les pertes hyperfréquences enregistrées dans la zone morte sont égales à la moitié de la puissance négative totale générée par le composant. Ceci est illustré sur les figures 50(a) et 50(b), dans le cas du GaAs et de l'InP. Nous y avons représenté l'évolution du rapport $\eta(x)/\eta_{HF}$, η_{HF} étant le niveau de rendement de conversion émis de sortie. Cette évolution est identique à celle du rapport $P(x)/P_{HF}$.

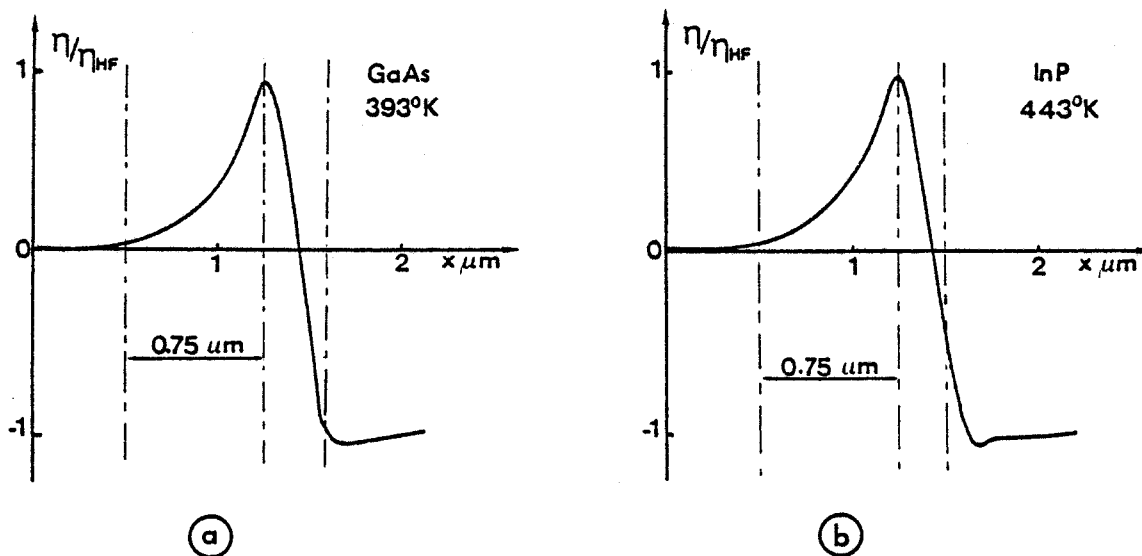


Figure 50 : Evolution du rapport $n(x)/n_{HF}$ ou $P(x)/P_{HF}$.

(a) GaAs. $L=1.1\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $T=393^\circ\text{K}$. $F=100\text{GHz}$.

(b) InP. $L=1.0\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $T=493^\circ\text{K}$. $F=100\text{GHz}$.

2. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE FONCTIONNEMENT

L'augmentation de la température du matériau est accompagnée, d'une part, d'une diminution de la valeur de la vitesse limite, et, d'autre part, d'une diminution de la mobilité des porteurs $\mu(\varepsilon)$ (cf. chapitre 2), ce qui résulte en une valeur plus faible de la valeur maximale de la survitesse dans le composant. Cette dernière évolution résulte en une réduction de la longueur de la zone morte, donc en une augmentation de la longueur de la zone de transit, à longueur totale de zone N fixée, bien sûr. Ces deux phénomènes conjugués conduisent à une décroissance de la fréquence optimale de transit $f_{opt} = v_{sat}/L_t$ (v_{sat} est la valeur de la vitesse limite dans le matériau et L_t est la longueur de transit) [21].

Ces remarques sont illustrées sur la figure 51 où nous avons reporté les évolutions fréquentielles du rendement de conversion émis, pour différentes valeurs de la température de fonctionnement, dans le cas du GaAs et de l'InP (à longueur de zone N fixée, et à tension de polarisation constante). Nous observons un décalage important de la fréquence de transit optimale vers les fréquences plus basses, lorsque la température de fonctionnement augmente. Dans les cas considérés ici, ce décalage est sensiblement le même pour les composants à l'InP et au GaAs, et peu différent de 10GHz pour un écart de température de 50°C, soit :

$$\frac{\Delta f_{opt}}{\Delta T} \approx 200\text{MHz}/^\circ\text{C}$$

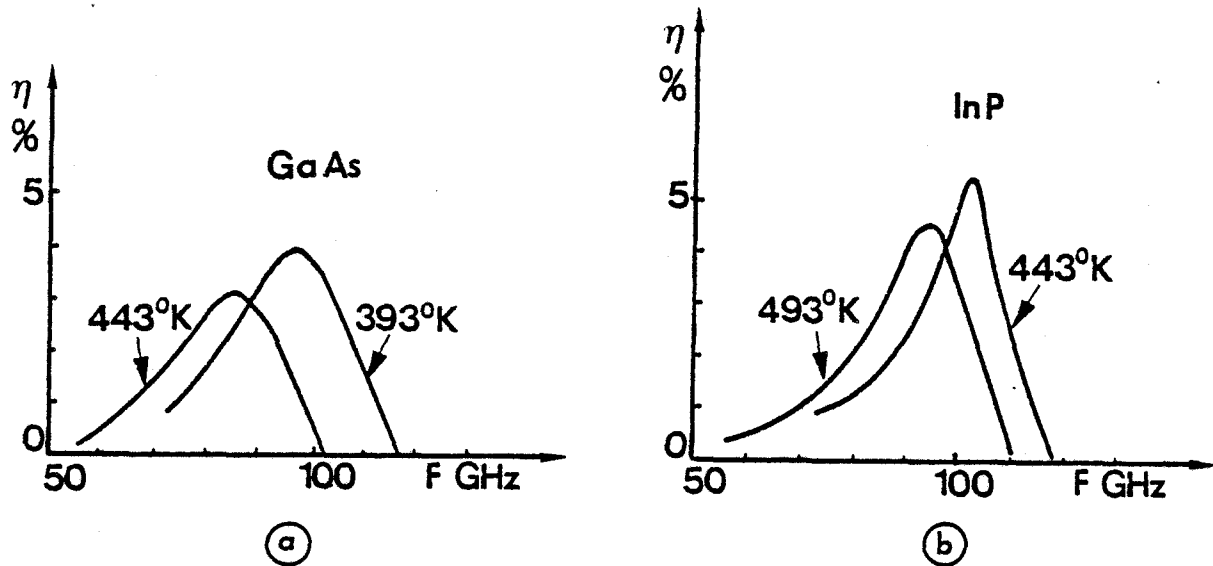


Figure 51 : Influence de la température de fonctionnement : évolutions fréquentielles du rendement de conversion émis.

(a) GaAs. $L=1.1\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $T_1=393^\circ\text{K}$. $T_2=443^\circ\text{K}$
 (b) InP. $L=1.0\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $T_1=443^\circ\text{K}$. $T_2=493^\circ\text{K}$.

Le fait que les dérives de la fréquence de transit optimale soient sensiblement les mêmes pour les composants au GaAs et ceux à l'InP, s'explique assez simplement. En effet, comme nous l'avons indiqué dans le second chapitre, les évolutions de la valeur de la vitesse limite en fonction de la température sont peu différentes pour le GaAs et l'InP. D'autre part, il en va de même des variations de la longueur de transit en fonction de la température, dans un composant de longueur fixée. Il en résulte par conséquent des valeurs peu différentes des dérives de la fréquence optimale de transit $f_{\text{opt}} = v_{\text{sat}}/L_t$, pour un écart de température donné.

Notons encore que la dérive $\Delta f_{\text{opt}}/\Delta T$ que nous venons de définir ne correspond pas à la dérive de fréquence, due à une variation de température, observée pour un composant monté dans un circuit. En effet, dans ce cas, le circuit de charge joue un rôle important. Dans le cas d'un oscillateur, la dérive fréquentielle due à une variation de la température est obtenue par [22] :

$$\frac{\left(\frac{\Delta f}{f}\right)}{\Delta T} = -\left(\frac{\alpha_{DT}}{S} + \alpha_c\right)$$

où - α_{DT} est la variation relative de la réactance X_d du composant, à niveau de résistance R_d constant, due à une variation ΔT de la température de fonctionnement, c'est à dire :

$$\alpha_{DT} = \frac{\left(\frac{\Delta X_d}{X_d}\right)}{\Delta T}$$

- S est le facteur de stabilisation du circuit :

$$S = \frac{Q_{\text{ext}}}{Q_d} \quad \text{et} \quad Q_d = \left| \frac{X_d}{R_d} \right|$$

- α_c est le coefficient de dilatation du métal de la cavité constituant le circuit.

Les valeurs de α_{DT} sont obtenues, théoriquement, par l'intermédiaire du réseau de courbes de la figure 52.

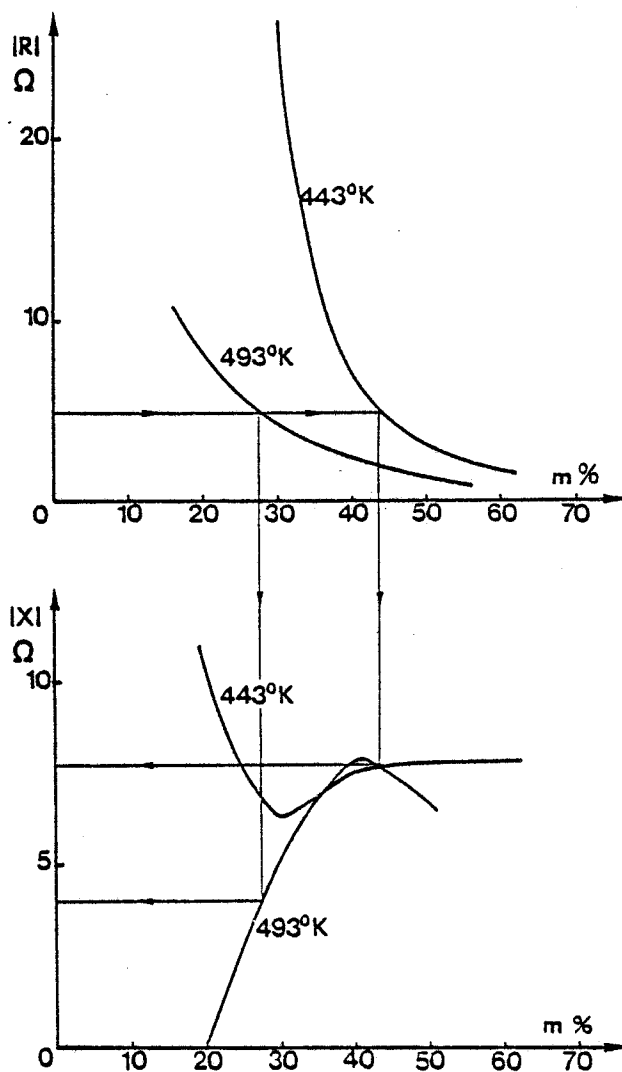


Figure 52 : Evolutions de l'impédance du composant, en fonction du taux de modulation, pour deux valeurs de la température de fonctionnement, et à tension de polarisation constante.

InP. $L=1.0\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $S=10^{-9}\text{m}^2$. $F=100\text{GHz}$.

$V_0=5,0\text{V}$. $T_1=493^\circ\text{K}$. $T_2=443^\circ\text{K}$.

Ces courbes illustrent les évolutions de la puissance hyperfréquence émise, de la résistance et de la réactance du composant, en fonction du taux de modulation, pour deux valeurs de la température de fonctionnement, et à tension de polarisation constante, pour un composant à l'InP, fonctionnant en mode fondamental à 100GHz. Les variations de la réactance du composant sont calculées à niveau de résistance de sortie constant.

Nous notons sur la figure 52 des sens d'évolution totalement opposés de la réactance du dispositif, pour les faibles valeurs du taux de modulation, selon la température de fonctionnement. Ceci peut s'expliquer physiquement de façon relativement simple. En effet, la réactance du dispositif résulte de la capacité géométrique du composant ($C_g = \frac{\epsilon S}{l}$, souvent dénommée "capacité froide"), qui est indépendante des conditions de fonctionnement, et, d'autre part, d'un terme capacitif lié au déplacement de la couche d'accumulation de porteurs libres dans le composant. Or, ce terme capacitif peut varier dans de notables proportions suivant les conditions de fonctionnement, selon que la couche d'accumulation de porteurs libres pénètre peu ou fortement dans la zone N^+ .

Ces évolutions rapides de la réactance du composant à faible taux de modulation conduisent à des variations ($\Delta X_d/X_d$) qui peuvent être importantes. A l'opposé nous constatons de très faibles variations de la réactance X_d , en fonction de la température de fonctionnement, à taux de modulation élevé.

Il en résulte finalement des dérivées fréquentielles dues à un écart de température très variables, et dépendant essentiellement des conditions de fonctionnement (tension de polarisation, niveau de résistance présentée par le circuit dans le plan du composant, ...).

Pour le composant de structure N^+NN^+ à l'InP considéré figure 52 ($L=1.0\mu m$, $N=210^{16} cm^{-3}$), nous obtenons typiquement :

$$- 10^{-2}/^{\circ}C < \alpha_{DT} < + 510^{-3}/^{\circ}C$$

$$\text{soit } - 6MHz/^{\circ}C < \frac{\Delta f}{\Delta T} < 6 MHz/^{\circ}C \quad \text{pour } Q_{ext} = 100, f=100GHz$$

$$- 20MHz/^{\circ}C < \frac{\Delta f}{\Delta T} < 20MHz/^{\circ}C \quad \text{pour } Q_{ext} = 30, f= 100GHz$$

$$\text{avec } 1 < Q_d < 3$$

Nous constatons en particulier qu'il est possible de régler l'oscillateur de façon à minimiser les dérivées fréquentielles dues à un écart de température. C'est plus spécialement le cas si l'on est en mesure d'adapter de faibles niveaux de résistance de sortie.

Notons encore que ces valeurs (concernant le composant sans boîtier) sont en accord relativement satisfaisant avec les valeurs mesurées expérimentalement [2] compte tenu de la dépendance importante de la dérive fréquentielle vis à vis des conditions de fonctionnement. En outre, nous n'avons considéré ici que la dérive fréquentielle résultant de la variation de la réactance du dispositif $[(\frac{\Delta f}{f})/\Delta T = -(\alpha_D/S)]$. Nous n'avons pas tenu compte de l'influence du circuit de charge (terme α_c). La dérive fréquentielle due au circuit peut en effet compenser ou non celle du composant, selon le signe de cette dernière.

3. INFLUENCE DE LA TENSION DE POLARISATION

La figure 53 illustre l'évolution du rendement de conversion émis, en fonction de la tension de polarisation, pour un composant à l'InP, fonctionnant à 100GHz. Notons que nous n'avons pas tenu compte ici de la variation de la température de fonctionnement liée à la variation de la tension V_0 . Ceci est en partie justifié pour des variations relativement faibles de V_0 . En effet, ainsi que nous l'avons déjà explicité par ailleurs [23], si la tension V_0 a tendance à croître, il en va de même de la température de fonctionnement, mais alors le courant continu I_0 a tendance à décroître, et la température également. On assiste ainsi à un phénomène d'autostabilisation, à condition que l'amplitude des variations des grandeurs V_0 et I_0 ne soient pas trop importantes.

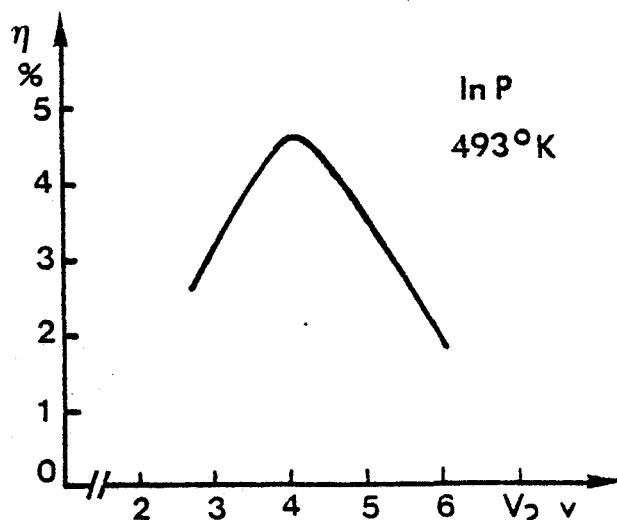


Figure 53 : Influence de la tension de polarisation :
 ——— évolution du rendement de conversion émis.
 InP. $L=1.0\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $T=493^\circ\text{K}$. $F=100\text{GHz}$.

Si donc nous considérons la figure 53, nous notons le passage de la courbe $\eta_{HF}(V_0)$ par un maximum. Cette évolution est tout à fait typique du comportement d'un dispositif à temps de transit [24], et a également été observée avec des composants au GaAs et au GaInAs. En effet, toutes choses restant égales par ailleurs, l'augmentation de la tension de polarisation conduit à une acquisition plus rapide de l'énergie de seuil nécessaire au transfert intervallées, et réciproquement. La valeur de la tension de polarisation module donc la longueur de la zone de transit. Par conséquent, à température de fonctionnement constante, la fréquence de transit optimale diminue lorsque la tension de polarisation augmente. D'autre part, l'effet capacitif lié au déplacement de la charge d'espace augmente lorsque la tension de polarisation augmente.

Cette évolution du rendement de conversion émis a été vérifiée en pratique, avec des composants courts à l'InP, de structure N^+NN^+ , fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit au voisinage de 100GHz. Ceci est illustré sur la figure 54.

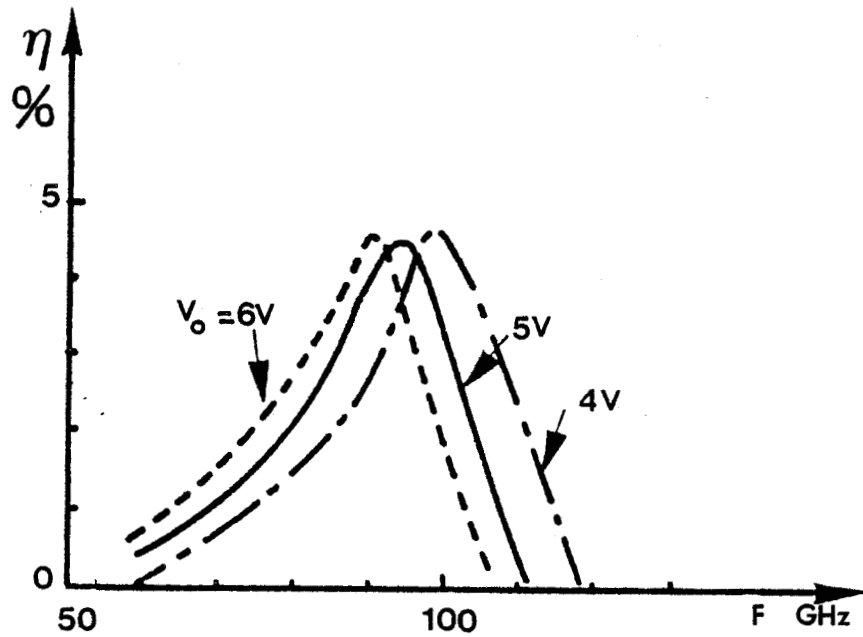


Figure 55 : Bande de fréquence potentielle et influence de la tension de polarisation : évolutions fréquentielles du rendement de conversion émis.
InP. $L=1.0\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $T=493^\circ\text{K}$.

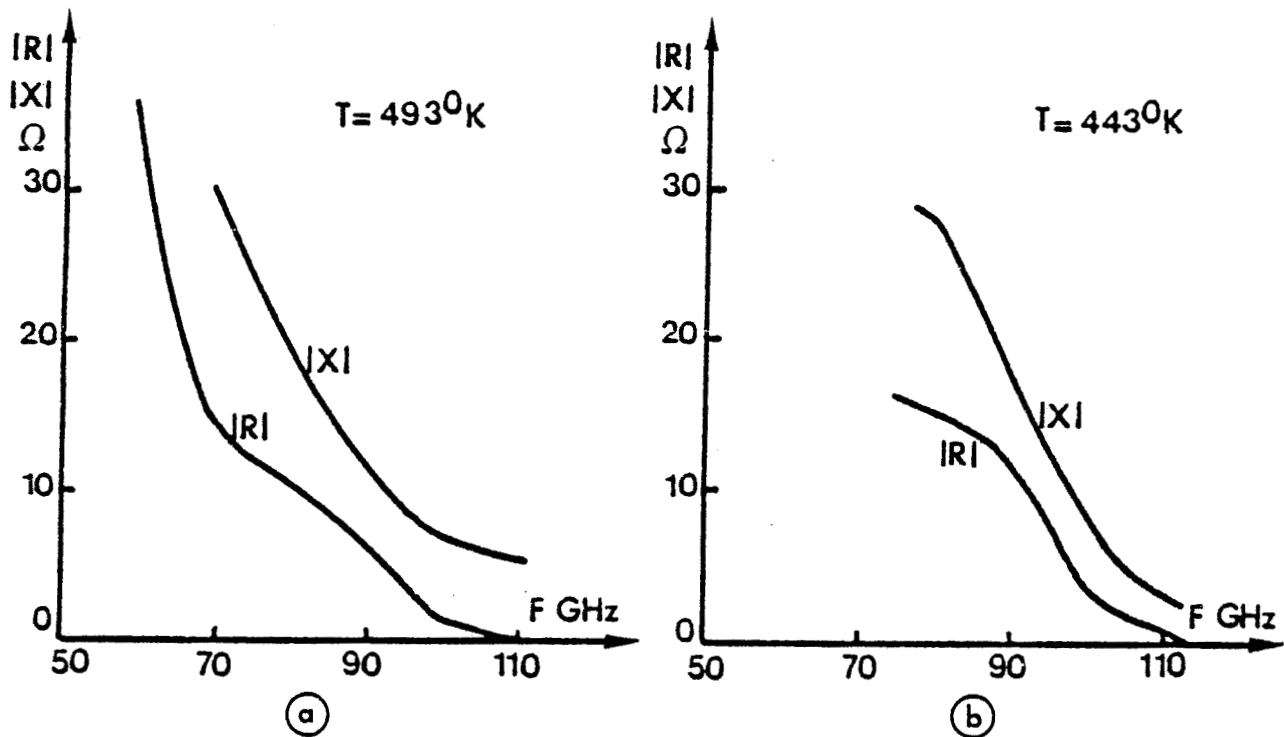


Figure 56 : Evolutions fréquentielles de l'impédance (R_d , X_d) du composant.
InP. $L=1.0\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $V_0=5.0\text{V}$.
a) $T=493^\circ\text{K}$; b) $T=443^\circ\text{K}$.

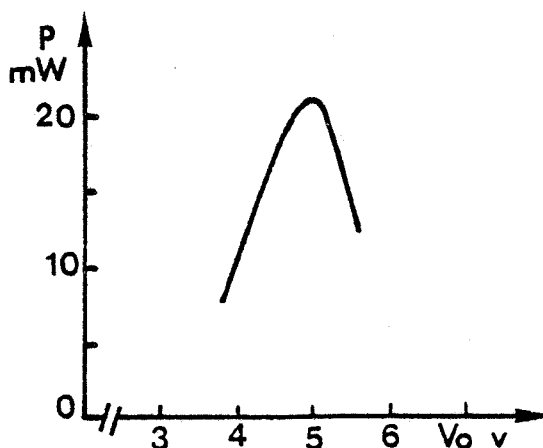


Figure 54 : Influence de la tension de polarisation :
évolution de la puissance de sortie, relevée expérimentalement.
Diode InP. N^+NN^+ . Varian Ass. $F=94\text{GHz}$.

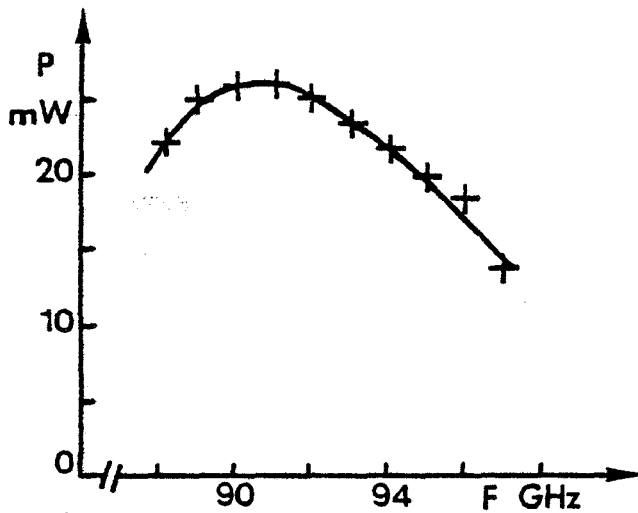
De même que précédemment, les évolutions de la fréquence de transit optimale en fonction de la tension de polarisation ne doivent pas être confondues avec celles de la fréquence de fonctionnement du composant inséré dans un circuit. Nous y reviendrons dans le paragraphe suivant.

4. BANDE DE FREQUENCE POTENTIELLE

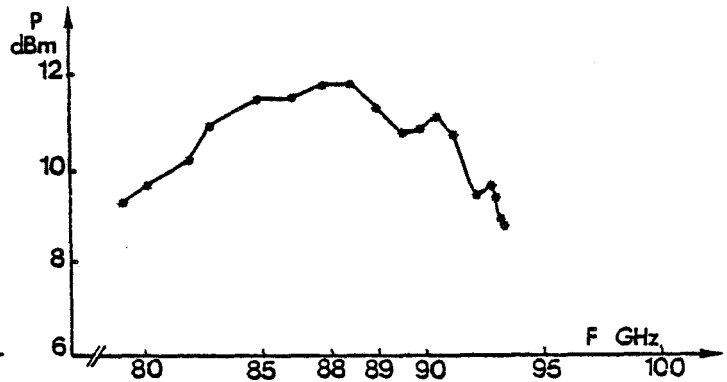
Il est clair qu'un composant fonctionnant en mode à temps de transit présente une bande de fréquence de fonctionnement limitée, centrée sur la fréquence optimale de transit. La figure 55 montre cependant que la bande de fréquence utilisable est relativement large pour un composant de ce type [25]. Ceci est dû au fait que le coefficient de qualité propre du composant est faible ($Q_d \sim 1-2$), pour ce mode de fonctionnement. Ceci est illustré sur la figure 56 où nous avons reporté les évolutions fréquentielles de l'impédance du composant.

En outre, l'influence de la tension de polarisation que nous avons décrite au paragraphe précédent permet d'élargir la bande de fréquence potentielle. Comme nous le constatons, sur la figure 55, la bande de fréquence à 3dB est voisine de 20GHz à tension de polarisation constante, et peut être portée à 30GHz (soit environs 30%) avec une variation de $\pm 20\%$ de la tension de polarisation.

Ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs obtenues expérimentalement. La figure 57 illustre en effet la bande de fréquence de fonctionnement obtenue au voisinage de 94GHz, avec une diode InP de structure N^+NN^+ , montée dans une cellule à cap. La modification de la fréquence de fonctionnement a été ici obtenue simplement par l'intermédiaire de la variation de la position du piston de court-circuit.



(57)



(58)

Bande de fréquence potentielle: relevé expérimental de la puissance de sortie en fonction de la fréquence.

Figure 57 : Diode InP. $N^+ NN^+$. Varian Ass. $V_0 = 5V$.

La variation de la fréquence a été obtenue uniquement par déplacement du piston de court-circuit.

Figure 58 : Diode GaAs. $N^+ NN^+$. D'après ONDRIA [11]

La variation de la fréquence a été obtenue par accord mécanique.

Cette plage de fréquence, voisine ici de 10GHz, peut être considérablement augmentée par variation de la position du composant dans le guide (rappel : schéma du circuit figure 4⁹ page 85) (voir aussi la référence [26])

Nous donnons également à titre d'exemple les courbes relevées expérimentalement avec des composants $N^+ NN^+$ au GaAs. La figure 58 est extraite de la référence [11] . Nous voyons que la bande de fréquence de fonctionnement (obtenue ici par accord mécanique) est ici encore supérieure à 10GHz.

Des courbes de la figure 55, nous pouvons également déduire l'écart de fréquence par rapport à la fréquence optimale de transit, en fonction de la variation de la tension de polarisation.

Nous avons :

$$\frac{\Delta f_{opt}}{\Delta V_0} \approx 5GHz/V = 500MHz/0.1V$$

En ce qui concerne les dérives de la fréquence de fonctionnement du composant monté dans un circuit (pushing), nous les obtenons de façon analogue à celle décrite précédemment.

Définissons cette fois α_{DV_0} , la variation relative de la réactance X_d du composant, à niveau de résistance R_d constant, due à une variation ΔV_0 de la tension de polarisation, soit :

$$\alpha_{DV_0} = \frac{\left(\frac{\Delta X_d}{X_d}\right)}{\Delta V_0}$$

Nous écrivons à nouveau, en première approximation et pour le composant sans boîtier [27] :

$$\frac{\left(\frac{\Delta f}{f}\right)}{\Delta V_0} = \frac{\alpha_{DV_0}}{S}$$

où S est le facteur de stabilisation défini précédemment : $\frac{Q_{ext}}{Q_d}$

La figure 59 illustre les évolutions, en fonction du taux de modulation, de l'impédance d'un composant à l'InP, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit au voisinage de 100GHz.

Les courbes sont paramétrées en V_0 . A l'aide de réseaux de courbes de ce type, nous obtenons les valeurs typiques suivantes, pour un composant de structure $N^+ NN^+$ à l'InP :

$$1 < Q_d < 2.5$$

$$-3 \cdot 10^{-2} / 0.1V < \alpha_{DV_0} < + 10^{-2} / 0.1V$$

$$-20MHz/0.1V < \frac{\Delta f}{\Delta V_0} < + 10MHz/0.1V \text{ pour } Q_{ext}=100, f=100GHz$$

$$-70MHz/0.1V < \frac{\Delta f}{\Delta V_0} < + 30MHz/0.1V \text{ pour } Q_{ext}=30, f=100GHz$$

Ces valeurs sont en accord relativement satisfaisant avec les valeurs mesurées expérimentalement (cf. figure 60), qui varient de 50 à 150 MHz/0.1V environ, pour un composant à l'InP fonctionnant au voisinage de 94GHz, dans un circuit ayant un coefficient de qualité externe Q_{ext} voisin de 30.

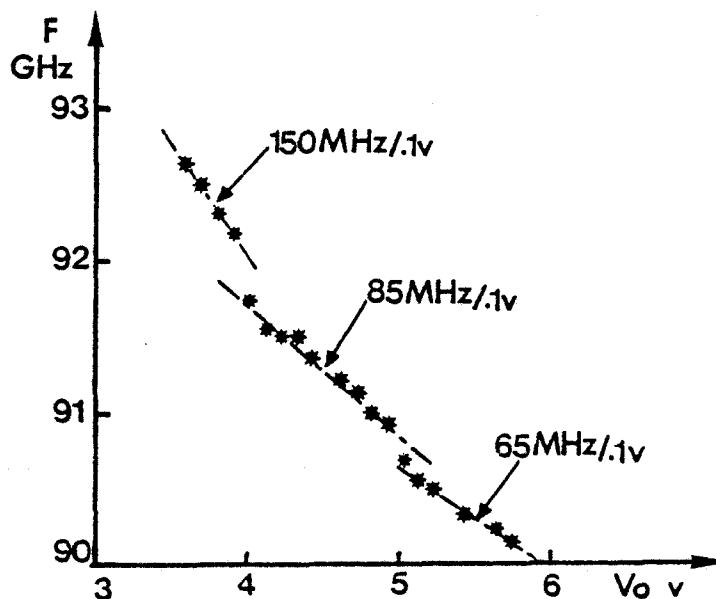


Figure 60: Influence de la tension de polarisation sur la fréquence de fonctionnement : relevé expérimental.
Diode InP. $N^+ NN^+$. Varian Ass.

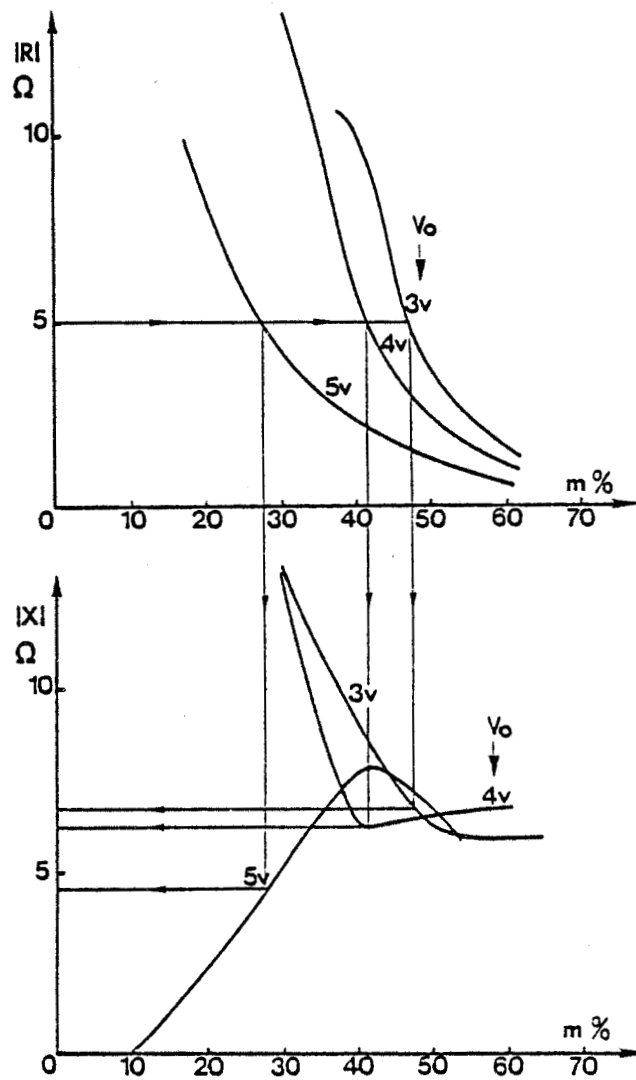


Figure 59 : Évolutions de l'impédance du composant, en fonction du taux de modulation, pour deux valeurs de la tension de polarisation, et à température constante.
 InP . $L=1.0\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $S=10^{-9}\text{m}^2$. $F=100\text{GHz}$.
 $T=493^\circ\text{K}$. $V_{01}=3.0\text{V}$. $V_{02}=4.0\text{V}$. $V_{03}=5.0\text{V}$.

Nous notons à nouveau la dépendance importante de la dérive de fréquence due à une variation de la tension de polarisation, vis à vis des conditions de fonctionnement (niveau de résistance adapté en particulier).

De plus, nous constatons qu'il est possible d'ajuster les conditions de fonctionnement (tension de polarisation, adaptation d'impédance) de façon à quasiment annuler les dérives de la fréquence de fonctionnement dues à une variation de la tension de polarisation. Ce point de fonctionnement constitue le point optimal pour l'obtention de bonnes performances de bruit de modulation de fréquence près de la fréquence porteuse, puisqu'il permet de minimiser la conversion du bruit de l'alimentation continue.

5. INFLUENCE DU CIRCUIT DE CHARGE : MODE FONDAMENTAL, REGIME A EXTRACTION D'HARMONIQUE.

a) Mode fondamental

Comme nous l'avons déjà mentionné à plusieurs reprises, un composant fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit a une longueur de zone N telle que le transit d'une couche d'accumulation de porteurs libres soit synchronisé par la tension hyperfréquence. Ce régime de fonctionnement est simulé en imposant aux bornes du composant une tension instantanée de la forme :

$$V(t) = V_0 + V_{HF} \sin(\omega t)$$

soit encore
$$V(t) = V_0 (1 + m \sin \omega t)$$

nous appelons taux de modulation le rapport $V_{HF} / V_0 = m$.

Les figures 61(a) et (b) illustrent les évolutions de la puissance hyperfréquence émise et de l'impédance de sortie du composant, ainsi que l'évolution du rendement de conversion émis, en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence à la fréquence fondamentale.

Nous constatons que les niveaux de puissance hyperfréquence émise et de rendement de conversion émis passent par un maximum, pour une valeur du taux de modulation qui dépend principalement du niveau de dopage de la zone active. Dans des conditions optimales, cette valeur du taux de modulation est voisine de 50%.

En outre, le niveau de la résistance de sortie présentée par le composant est une fonction monotone décroissante du taux de modulation m.

Ces deux caractéristiques sont typiques du comportement d'un dispositif à temps de transit, et ne dépendent pas du type de matériau utilisé (les observations sont en effet analogues pour le GaAs [21] et le GaInAs).

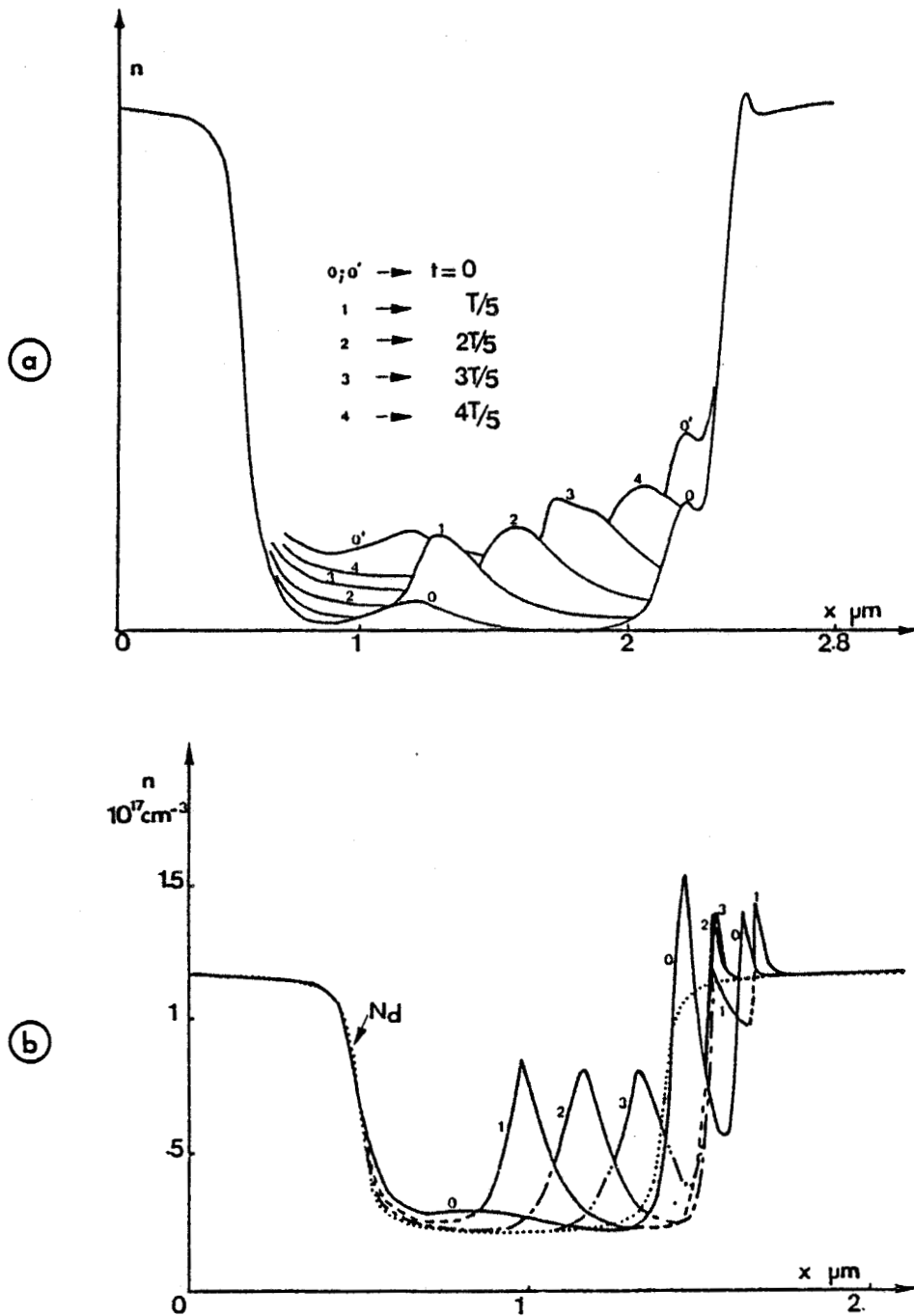


Figure 62 : Fonctionnement en régime harmonique : évolutions spatiales de la densité de porteurs libres à différents instants de la période T_1 du signal hyperfréquence ($T_1 = 1/F_1$).

(a) GaAs : $L=1.8 \mu\text{m}$. $N=9.10^{15} \text{cm}^{-3}$. $T=473^\circ\text{K}$.

$V_0=4.7\text{V}$. $m_1=50\%$. $m_2=20\%$. $F_1=50\text{GHz}$. $F_2=100\text{GHz}$.

(b) InP : $L=0.9 \mu\text{m}$. $N=2.10^{16} \text{cm}^{-3}$. $T=493^\circ\text{K}$.

$V_0=4.5\text{V}$. $m_1=50\%$. $m_2=20\%$. $F_1=110\text{GHz}$. $F_2=220\text{GHz}$.

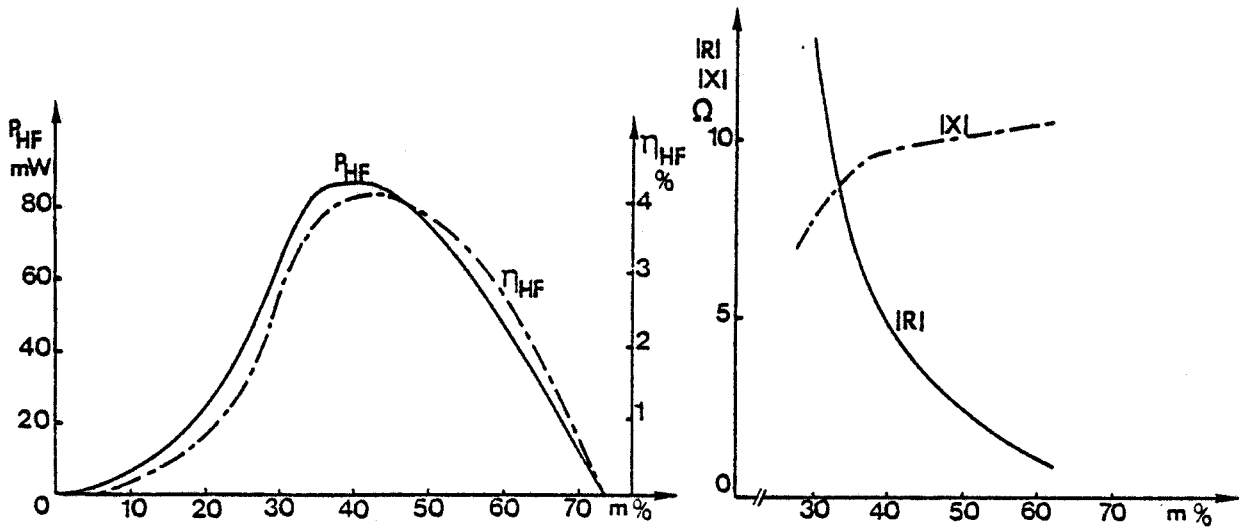


Figure 61 : Influence du circuit de charge : évolutions de la puissance hyperfréquence émise P_{HF} , du rendement de conversion émis η_{HF} , et de l'impédance de sortie du composant $R + jX$, en fonction de l'amplitude du signal hyperfréquence $m = V_{HF}/V_0$.
InP. $L=1.0\mu m$. $N=210^{16} cm^{-3}$. $V_0 = 5V$. $F=100GHz$. $T=493^{\circ}K$.

b) Régime de fonctionnement à extraction d'harmonique

La simulation de ce régime de fonctionnement s'effectue en imposant aux bornes du composant une tension instantanée de la forme :

$$V(t) = V_0 (1 + m_1 \sin \omega_1 t + m_2 \sin (2\omega_1 t + \phi))$$

Nous insistons tout d'abord sur le fait qu'il s'agit bien d'un régime à extraction d'harmonique. Le composant fonctionne en effet toujours en mode fondamental à la fréquence "harmonique 1"; c'est à dire que l'on observe le transit d'une seule couche d'accumulation de porteurs libres à cette fréquence. Ceci est illustré sur les figures 62(a) et (b) où nous avons reporté les évolutions spatiales de la densité de porteurs libres, à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence (période correspondant à la fréquence fondamentale de pulsation ω_1) :

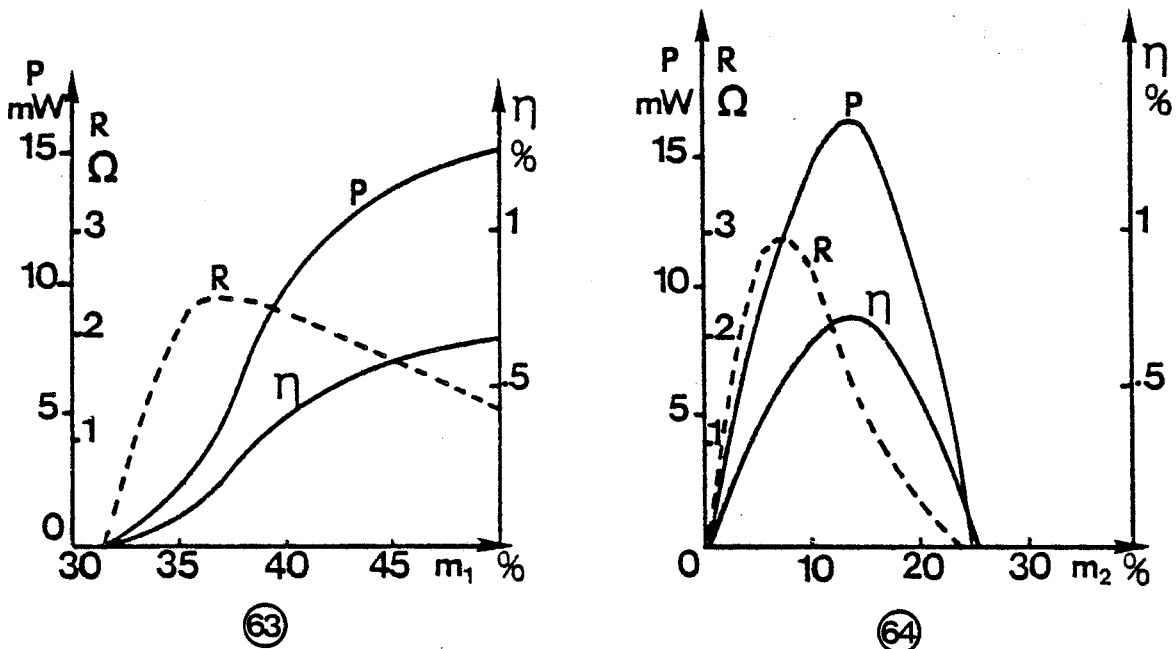
- dans le cas d'un composant au GaAs générant simultanément de la puissance hyperfréquence à 50 et 100GHz;
- et dans le cas d'un composant à l'InP, avec fréquence fondamentale égale à 110GHz et fréquence de sortie égale à 220GHz.

Les caractéristiques essentielles de ce régime de fonctionnement sont résumées sur la figure 63, où sont reportées les évolutions de la puissance émise P_2 et de la résistance R_2 présentée par le composant à la fréquence de sortie, en fonction de l'amplitude de la composante de tension à la fréquence fondamentale. Ces courbes montrent que la puissance et la résistance à la fréquence de sortie augmentent

presque linéairement avec le niveau du signal à la fréquence fondamentale. Nous constatons également qu'afin d'extraire une puissance significative à la fréquence harmonique 2, il est nécessaire que l'amplitude du signal à la fréquence fondamentale soit importante. Il existe de plus un seuil en-dessous duquel le composant ne peut générer de puissance à la fréquence harmonique 2.

Notons encore une autre caractéristique typique d'un tel régime à extraction d'harmonique: si les niveaux de puissance émise et de résistance à la fréquence de sortie augmentent avec l'amplitude de la composante de tension à la fréquence fondamentale, ils ne dépendent cependant pas directement du niveau de la puissance hyperfréquence générée par le composant à la fréquence fondamentale. Le dispositif se comporte comme un oscillateur pompé par sous-harmonique. En pratique, ceci signifie qu'il est suffisant de présenter au composant une charge réactive à la fréquence fondamentale, afin de pouvoir extraire de la puissance hyperfréquence à la fréquence harmonique 2.

Si nous considérons maintenant la figure 64, nous remarquons qu'une caractéristique principale de ce régime de fonctionnement est l'évolution très critique de la résistance présentée par le composant à la fréquence de sortie en fonction de l'amplitude de la composante de tension à cette fréquence. En pratique, la nécessité de garder des niveaux de résistance négative suffisamment élevés limite considérablement l'amplitude de la composante de tension à la fréquence de sortie, et, par là-même, le niveau de la puissance de sortie émise.



InP. $L=0.9\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $T=493^\circ\text{K}$. $S=10^{-9}\text{m}^2$.
 $V_0=5.0\text{V}$. $F_1=110\text{GHz}$. $F_2=220\text{GHz}$.

Figure 63: Evolutions de la puissance émise P_2 et de la résistance R_2 , à la fréquence de sortie, en fonction de l'amplitude de la composante de tension à la fréquence fondamentale. $m_2=10\%$. On notera que, contrairement à ce qui se passait dans le cas du GaAs [21], la résistance R_2 tend vers une valeur constante.

Figure 64: Evolutions de la puissance émise P_2 , et de la résistance R_2 , à la fréquence de sortie, en fonction de l'amplitude de la composante de tension à la fréquence harmonique 2. $m_1=50\%$.

6. IMPORTANCE DU CHOIX DU PRODUIT N.L

Les figures 65(a) et (b) illustrent les évolutions du rendement de conversion émis et du niveau de résistance de sortie présentée par le composant, en fonction du taux de modulation, pour trois valeurs du niveau de dopage N de la zone active d'un composant de structure $N^+ NN^+$ à l'InP.

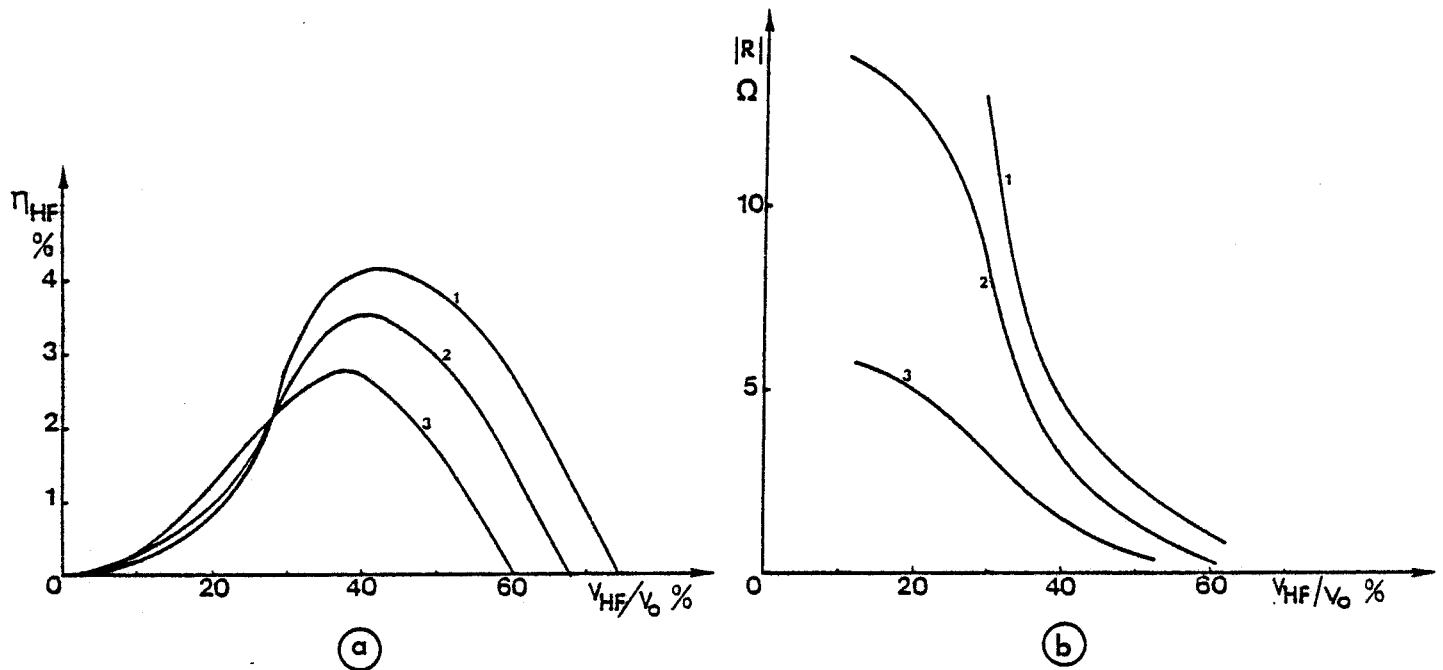


Figure 65 : Importance du choix du produit N.L: évolutions du rendement de conversion émis (a) et du niveau de résistance de sortie (b), en fonction du taux de modulation $m = V_{HF}/V_0$, et pour différentes valeurs du niveau de dopage de la zone active.

InP. $L = 1.0 \mu m$. $T = 493^\circ K$. $F = 100 GHz$.

1 $N = 10^{16} cm^{-3}$. 2 $N = 1.5 \cdot 10^{16} cm^{-3}$. 3 $N = 2 \cdot 10^{16} cm^{-3}$.

Nous constatons que ces deux grandeurs sont une fonction croissante du niveau de dopage de la zone N [19][21][25][28]. Le niveau de dopage N maximal est en fait limité, d'une part par les contraintes thermiques (si N croît, J_0 et P_0 augmentent également, et il en va de même de la température de fonctionnement), et, d'autre part, par la valeur maximale du champ électrique admissible à l'interface NN^+ du contact d'anode. Nous avons déjà abordé ce problème dans la première partie de ce chapitre, où nous avons mentionné la possibilité d'utiliser des composants à profil de dopage croissant de la cathode vers l'anode. Ceci est illustré sur la figure 66 où nous avons représenté l'évolution temporelle du champ électrique à l'interface NN^+ d'anode, pour deux composants ayant même niveau de dopage à la cathode (donc sensiblement même densité de courant continu J_0), l'un ayant un profil de dopage plat et l'autre un profil de dopage croissant. Nous observons que ce dernier type de profil permet de diminuer considérablement la valeur maximale prise par le champ électrique dans le composant (dans les cas présentés ici typiquement 100kV/cm au lieu de 190kV/cm).

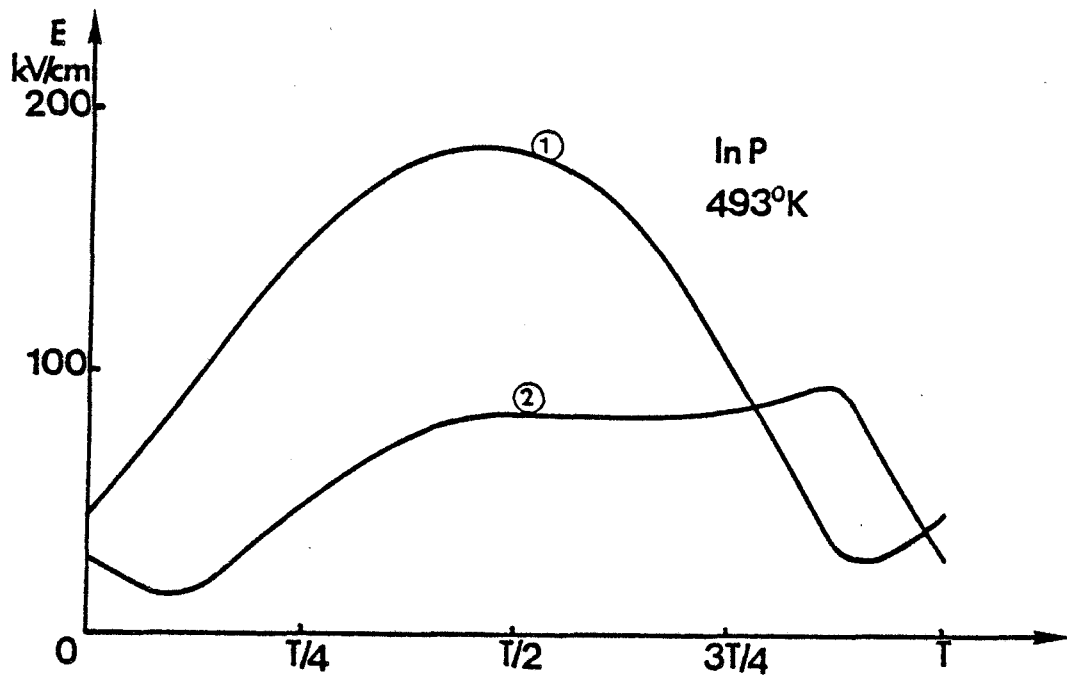


Figure 66 : Influence du profil de dopage: évolutions temporelles du champ électrique au niveau de contact NN^+ d'anode.

InP. $L=1.0\mu m$. $T=493^\circ K$. $V_0=5V$. $F=100GHz$.

Niveau de dopage à la cathode : $210^{16} cm^{-3}$.

1 profil plat. 2 profil croissant de la cathode vers l'anode.

A température de fonctionnement constante, il est même possible d'augmenter le niveau de dopage à la cathode, tout en conservant des valeurs raisonnables du champ électrique à l'interface d'anode. Ceci est illustré sur la figure 67. Nous voyons que pour un niveau de dopage à la cathode voisin de $310^{16} cm^{-3}$, le champ électrique maximal ne dépasse pas $120kV/cm$.

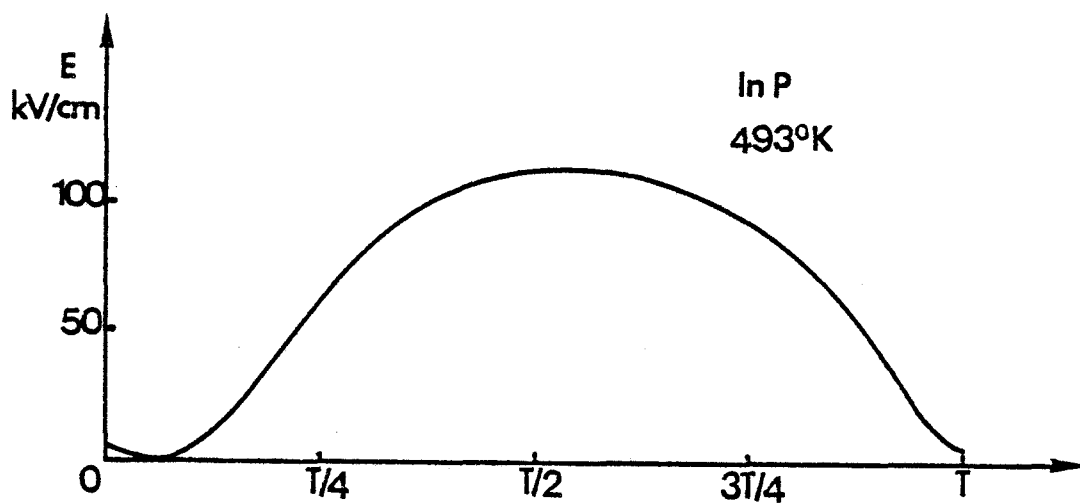


Figure 67 : Profil de dopage croissant: évolution temporelle du champ électrique au niveau du contact NN^+ d'anode.

InP. $L=1.0\mu m$. $T=493^\circ K$. $V_0=5V$. $F=100GHz$.

Niveau de dopage à la cathode : $310^{16} cm^{-3}$.

II. RÉSULTATS DE CETTE ÉTUDE D'OPTIMISATION : DÉFINITION DU COMPOSANT OPTIMAL, PERFORMANCES HYPERFRÉQUENCES ÉMISES ATTENDUES.

L'étude préliminaire consacrée aux composants au GaAs a permis de mettre en évidence des performances hyperfréquences moindres que celles que l'on peut espérer obtenir avec des dispositifs à l'InP [21][23]. C'est pourquoi la suite de notre étude a été en grande partie consacrée aux composants à l'InP. C'est ce qui explique le plus grand nombre de résultats relatifs à l'InP présentés ci-dessous.

1. COMPOSANTS COURTS DE STRUCTURE $N^+ NN^+$ A L'InP

A titre d'exemple, nous donnons ici les résultats de l'étude d'optimisation des composants courts à l'InP, de structure $N^+ NN^+$, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit [18]. Les figures 68 et 69 illustrent clairement le genre d'informations auxquelles notre modèle numérique donne accès. Nous y avons reporté la structure optimale du composant en fonction de la fréquence de transit, soit : $(L, N_d, \varnothing) = f(F)$, ainsi que les performances hyperfréquences émises attendues : $(P_{HF}, \eta_{HF}) = f(F)$. L'impédance de sortie présentée par le composant est ici constante dans toute la bande de fréquences, et égale à l'impédance minimale adaptable que nous nous sommes fixée [28.b], soit : $Z_{min} = 5\Omega + j5\Omega$.

Pour comparaison, nous avons également reporté les évolutions fréquentielles du rendement de conversion émis et de la puissance hyperfréquence émise dans le cas de composants courts de structure $N^+ NN^+$ au GaAs, fonctionnant également en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit.

Enfin, ces courbes ont été complétées par les évolutions fréquentielles du rendement de conversion et de la puissance hyperfréquence pour deux valeurs de la résistance série r_s (cf. paragraphe 2, page 83).

Nous constatons tout d'abord que les composants courts à l'InP délivrent environ deux fois plus de puissance que ceux au GaAs, au voisinage de 100GHz. Cependant, les niveaux de rendement de conversion ne sont pas très supérieurs à ceux obtenus au GaAs, dans la même fenêtre fréquentielle, contrairement à une idée généralement admise. Ceci est dû à la valeur de la tension de seuil, plus importante dans l'InP que dans le GaAs.

Nous observons en outre, que les composants à l'InP présentent des performances potentielles intéressantes jusqu'à des fréquences voisines de 150GHz. Ils semblent tout particulièrement adaptés pour couvrir la fenêtre des 140GHz. On ne peut cependant espérer obtenir de ces composants une génération de puissance directe (en mode fondamental) à 220GHz.

Notons encore que le niveau d'impédance minimale adaptable que nous nous sommes fixé n'est pas critique, puisque ces composants sont essentiellement soumis à des limitations thermiques. En effet une augmentation des performances hyperfréquences ou de la limite fréquentielle de ces composants nécessiterait une augmentation du niveau de dopage de la zone active ce qui résulterait inévitablement en une augmentation de la température de fonctionnement, déjà très proche de la valeur limite que nous avons admise (égale à 220°C).

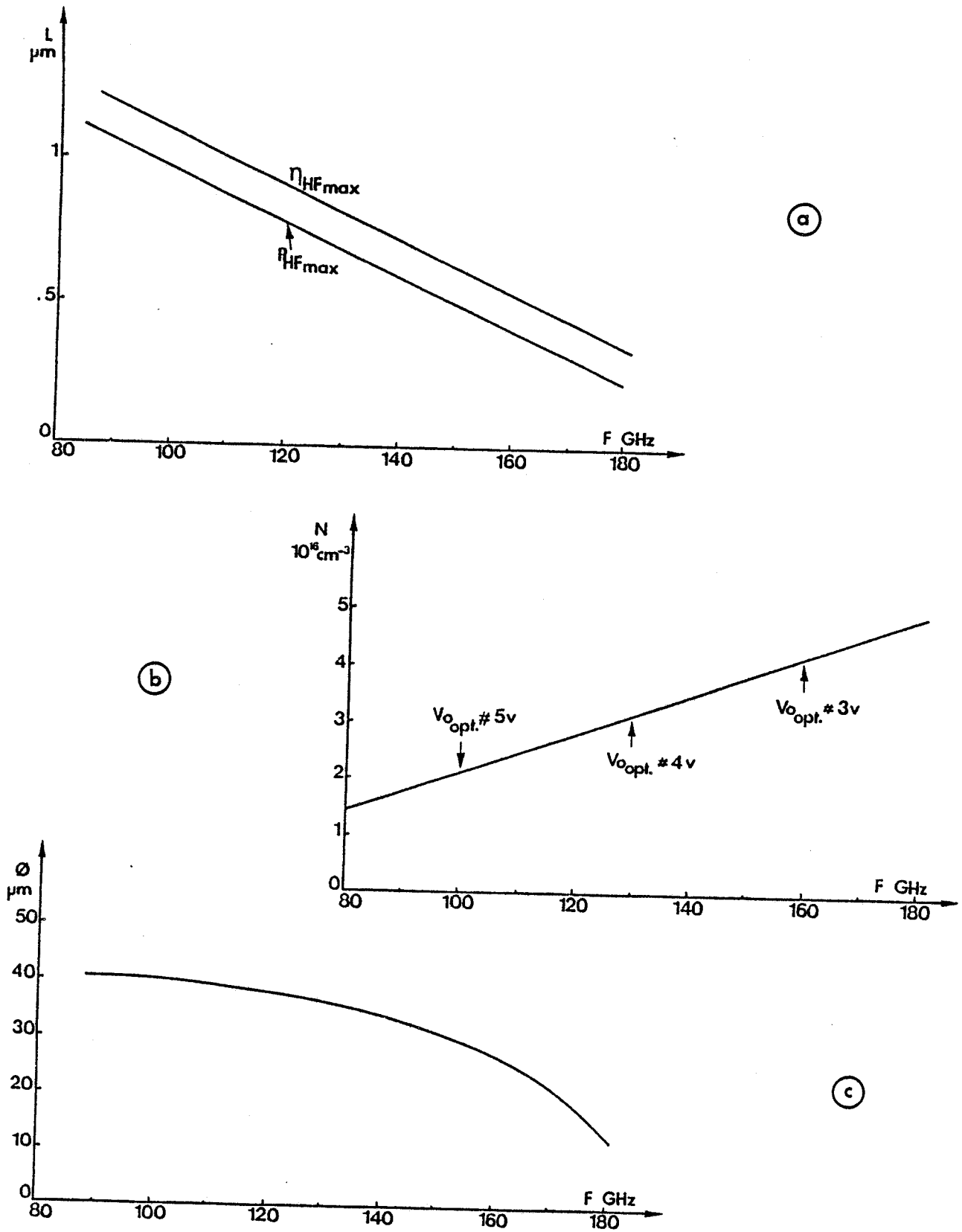


Figure 68 : Structure optimale d'un composant $N^+ NN^+$ en fonction de la fréquence de transit : longueur de la zone N(a), niveau de dopage de la zone N(b), et diamètre du composant (c).

InP. $T=220^\circ\text{C}$. $T_a=20^\circ\text{C}$. $R_{TH}=2.53 \cdot 10^{-3}/\sqrt{S}^\circ\text{C/W}$.

$Z_{min} = 5\Omega + j5\Omega$

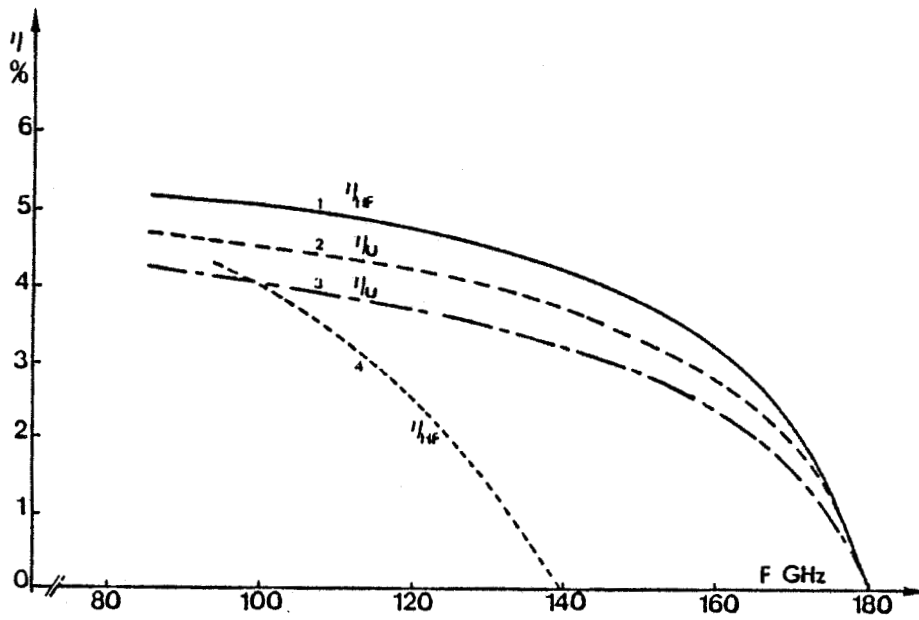
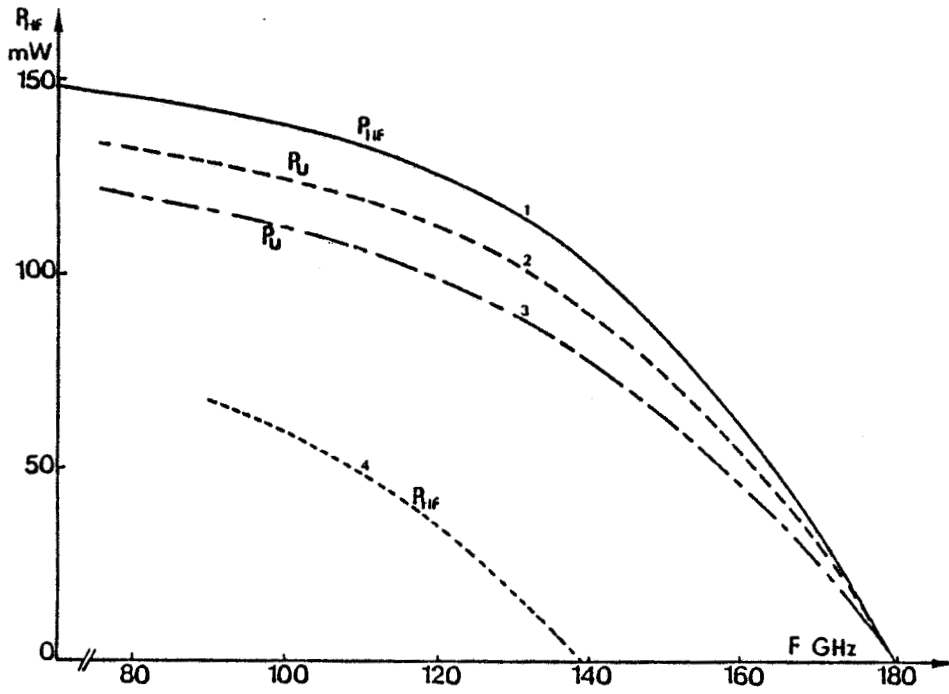
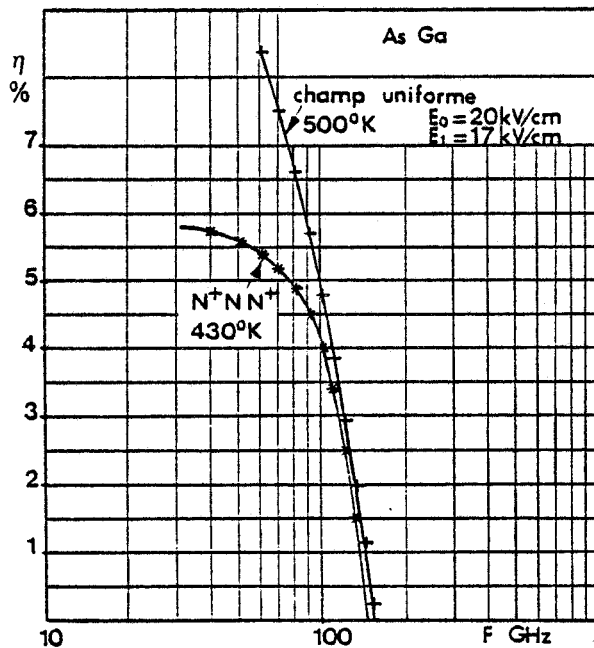
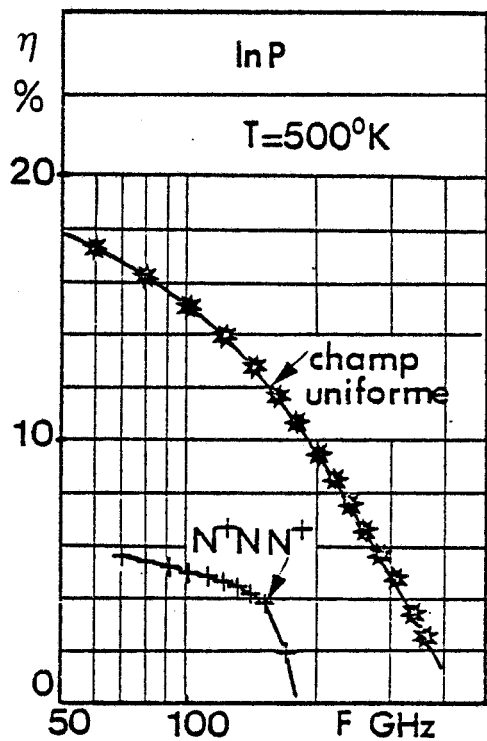


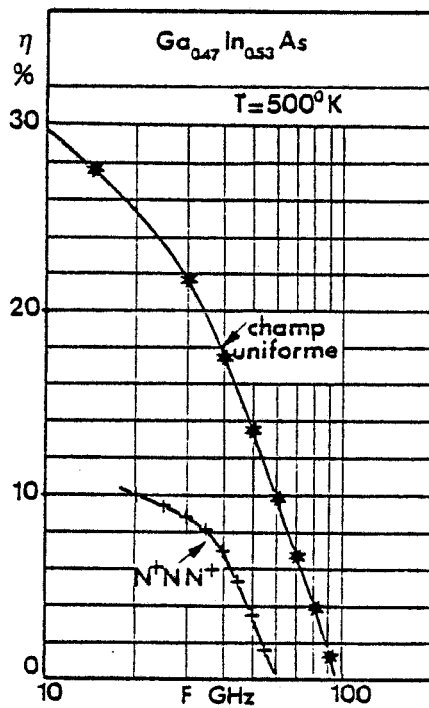
Figure 69 : Evolutions fréquentielles des performances hyperfréquences émises attendues : puissance P_{HF} et rendement de conversion η_{HF} (1), ainsi que des performances hyperfréquences utiles : $r_S = 1\Omega$ et $r_S \propto \sqrt{F}$ (2) puis $\eta_{circuit} = 80\%$ (3).
 InP - $T = 220^\circ\text{C}$ - $T_a = 20^\circ\text{C}$ - $R_{TH} = 2.53 \cdot 10^{-3} / \sqrt{S} \text{ } ^\circ\text{C/W}$
 $Z_{min} = 5\Omega + j 5\Omega$



(a)



(b)



(c)

Figure 71 : Comparaison des performances hyperfréquences émises (ici rendement de conversion émis) obtenues en mode à champ électrique spatialement uniforme d'une part, et en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit, d'autre part.
(a) GaAs. (b) InP. (c) $Ga_{0.47}In_{0.53}As$.

2. MODE FONDAMENTAL A COUCHE D'ACCUMULATION ET TEMPS DE TRANSIT :
COMPARAISON AVEC LES RESULTATS OBTENUS EN MODE A CHAMP
ELECTRIQUE SPATIALEMENT UNIFORME.

La figure 70 constitue une synthèse des résultats obtenus avec des composants courts de structure N^+NN^+ , au GaAs, à l'InP et au GaInAs, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit.

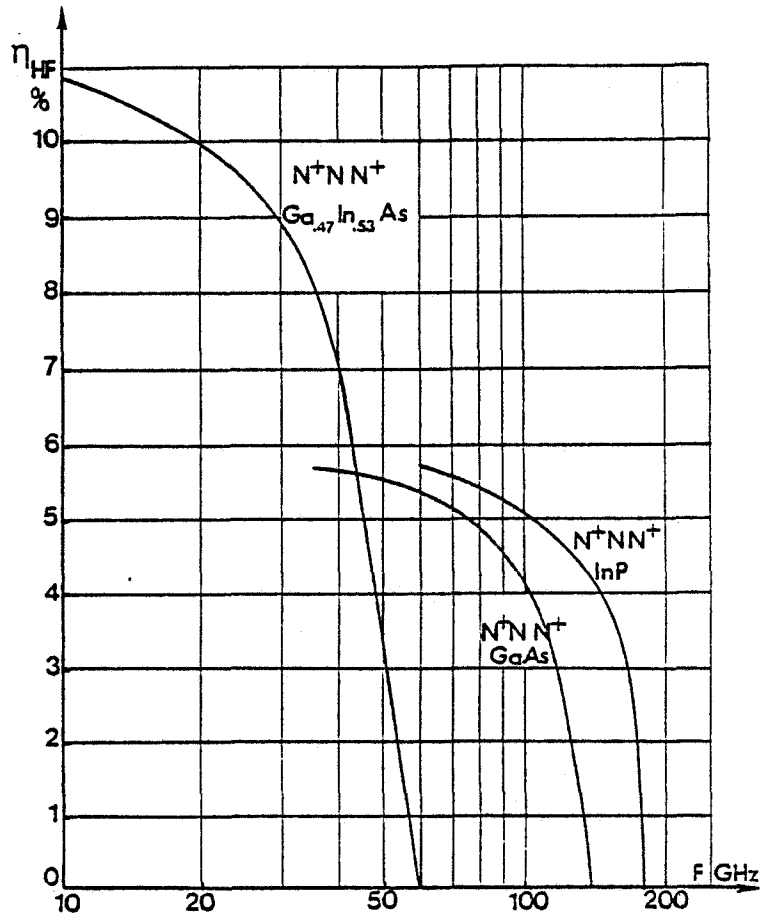


Figure 70 : Composants courts de structure N^+NN^+ (GaAs, InP et $Ga_{0.47}In_{0.53}As$) fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit : évolutions fréquentielles du rendement de conversion émis η_{HF} .

Si nous comparons ces résultats à ceux obtenus en mode à champ électrique spatialement uniforme (figure 71(a)(b) et (c)), le fait le plus marquant est qu'il est possible d'atteindre les limitations fréquentielles de l'effet de mobilité différentielle négative en volume pour le GaAs, alors qu'il n'en est pas de même en ce qui concerne l'InP et le GaInAs.

Cette différence de comportement est due à notre avis aux limitations thermiques qui sont prédominantes dans le cas du GaInAs et de l'InP. En effet, ainsi que nous l'avons explicité au paragraphe précédent, une tentative d'augmentation de la fréquence maximale d'utilisation (pour ces deux matériaux) conduirait à une température de fonctionnement supérieure à la valeur maximale admissible que nous nous sommes fixée (soit 220°C). Les composants au GaAs fonctionnent quant à eux à température plus faible, ce qui permet d'atteindre sensiblement les performances potentielles ultimes du matériau en effet de volume. Notons en outre qu'il existe, dans un composant de structure $N^+ NN^+$, un renforcement de l'effet de mobilité différentielle négative lié aux phénomènes non stationnaires résultant des gradients spatiaux. Si cet effet est peu sensible aux basses fréquences, il devient significatif au voisinage de la fréquence de coupure de l'effet de mobilité différentielle négative en volume.

Aux fréquences de fonctionnement inférieures à la fréquence de coupure à 3dB, nous retrouvons la limitation du rendement émis maximal liée à la présence de la zone morte, dans laquelle est perdue environ 50% de la puissance négative totale générée par le composant.

3. STRUCTURES OPTIMALES DANS QUELQUES CAS PARTICULIERS.

Nous résumons dans les tableaux suivants les structures du composant optimal et les performances hyperfréquences émises théoriques, dans quelques cas particuliers, à savoir :

- GaAs : génération directe à 50 et 100GHz
- InP : génération directe à 100 et 140GHz
- GaInAs : génération directe à 30 et 50GHz.

La température de fonctionnement T indiquée ici tient compte d'une valeur de la température ambiante voisine de 20°C.

Cette optimisation a été effectuée en tenant compte d'une résistance thermique de 40°C/W pour un diamètre du composant de 70 μ m, et évoluant en $1/\sqrt{S}$.

Sauf indication contraire, l'impédance du composant est sensiblement égale à l'impédance minimale adaptable que nous nous sommes fixée soit $5\Omega + j 5\Omega$.

L , N , ϕ , V_0 sont respectivement la longueur optimale de la zone N , le niveau de dopage optimal de la zone N , le diamètre du composant, et la tension de polarisation optimale, pour un fonctionnement en mode à couche d'accumulation et à temps de transit à la fréquence F choisie.

Enfin, P_{HF} et η_{HF} sont les niveaux de puissance hyperfréquence émise et de rendement de conversion émis à la fréquence de sortie.

- Composants au GaAs

*Fréquence de coupure à 3dB du mode à champ électrique spatialement uniforme : $F_c \# 110\text{GHz}$

*Fréquence de coupure à 3dB du mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit : $F_c \# 110\text{GHz}$.

$Z_{\min} = 5\Omega + j5\Omega$ - $R_{TH} = 40^\circ\text{C/W}$ pour $\varnothing=70\mu\text{m}$ - $T \# 150^\circ\text{C}$							
F (GHz)	L (μm)	N (cm^{-3})	\varnothing (μm)	R_{TH} ($^\circ\text{C/W}$)	V_O (V)	P_{HF} (mW)	η_{HF} (%)
50	1.8	10^{16}	70	40	5.0	150	5
100	1.1	$2 \cdot 10^{16}$	35	80	3.0	60	4

En ce qui concerne les composants au GaAs susceptibles de fonctionner en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit à 100GHz, aucun essai de réalisation n'a encore été effectué à ce jour, à notre connaissance.

- Composants à l'InP

*Fréquence de coupure à 3dB du mode à champ électrique spatialement uniforme : $F_c \# 200\text{GHz}$

*Fréquence de coupure à 3dB du mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit : $F_c \# 160\text{GHz}$.

$Z_{\min} = 5\Omega + j5\Omega$ - $R_{TH} = 40^\circ\text{C/W}$ pour $\varnothing=70\mu\text{m}$ - $T \# 220^\circ\text{C}$							
F (GHz)	L (μm)	N (cm^{-3})	\varnothing (μm)	R_{TH} ($^\circ\text{C/W}$)	V_O (V)	P_{HF} (mW)	η_{HF} (%)
100	1.0	$2 \cdot 10^{16}$	40	70	5.0	140	5
140	0.6	$4 \cdot 10^{16}$	35	80	4.0	100	4

Dans le cadre d'un contrat DRET, les départements LCR et DCM de la THOMSON-CSF ont réalisé, d'après nos spécifications, des composants à l'InP, de structure $N^+ NN^+$, à profil de dopage plat et profil croissant, destinés à fonctionner au voisinage de 94GHz, en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit.

Les résultats obtenus au cours de cette étude ont fait l'objet d'un rapport de contrat [2], nous ne reprendrons par conséquent ici que les comparaisons les plus significatives.

La figure 72 illustre une comparaison des résultats expérimentaux obtenus par la THOMSON-CSF [29] et des résultats théoriques obtenus avec notre simulation numérique. Les composants réalisés ont un profil de dopage croissant de la cathode vers l'anode. Le niveau de dopage à la cathode est voisin de $1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les meilleures performances de puissance ont été obtenues avec des composants ayant un diamètre de $40 \mu\text{m}$; les niveaux de rendement les plus élevés correspondant quant à eux à des diamètres de composant voisins de $30 \mu\text{m}$. Les résultats théoriques ont été corrigés en tenant compte d'une résistance série de 1Ω , de façon à prendre en compte la couche N^+ de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Nous avons de plus considéré un rendement de circuit voisin de 80%.

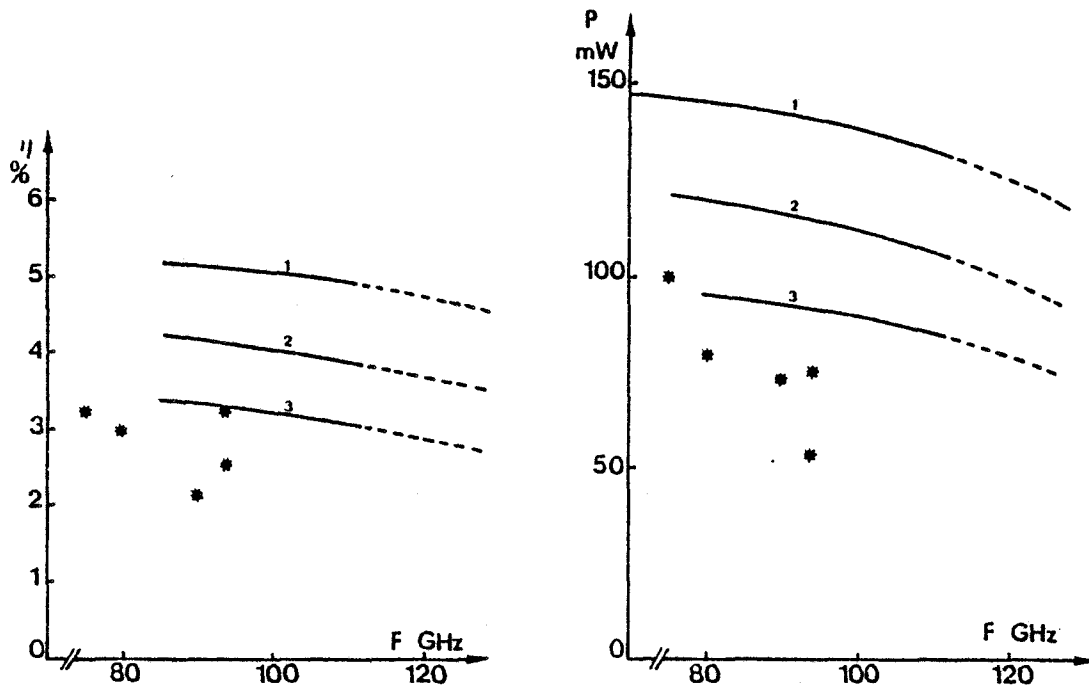


Figure 72 : Comparaison des prévisions théoriques [18] et résultats expérimentaux [29]. InP - $N^+ NN^+$ - $R_{TH} = 40^\circ\text{C/W}$ pour $\phi = 70 \mu\text{m}$ - $L \approx 1.0 \mu\text{m}$ - $N \approx 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - Prévisions théoriques émises (1) puis $r_s = 1 \Omega$ ($\% \sqrt{f}$) (2) et enfin $\eta_{\text{circuit}} = 80\%$ (3).

Nous pouvons considérer cette comparaison comme très satisfaisante. En effet, les résultats expérimentaux sont encore légèrement inférieurs aux résultats théoriques. Cependant, ces résultats ont été obtenus lors d'une première phase, qui consistait plus particulièrement à mettre au point le process de fabrication. L'étude se poursuit actuellement à la THOMSON-CSF, qui devrait permettre d'améliorer ces performances, qui s'approcheraient alors des performances théoriques maximales. Il s'agit notamment d'optimiser de façon plus fine le profil de dopage, et d'étudier sérieusement les améliorations à apporter au boîtier.

Notons enfin que ces résultats sont en bon accord avec d'autres résultats expérimentaux publiés par ailleurs [26][7]

- Composants au $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$

*Fréquence de coupure à 3dB du mode à champ électrique spatialement uniforme : $F_c \# 45\text{GHz}$

*Fréquence de coupure à 3dB du mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit : $F_c \# 45\text{GHz}$.

$Z_{\min} = 5\Omega + j5\Omega$ - $R_{TH} = 40^\circ\text{C/W}$ pour $\phi = 70\mu\text{m}$ - $T = 220^\circ\text{C}$							
F (GHz)	L (μm)	N (cm^{-3})	ϕ (μm)	R_{TH} ($^\circ\text{C/W}$)	V_o (V)	P_{HF} (mW)	η_{HF} (%)
30	2.7	810^{15}	80	35	7.0	400	7
50 ^{***}	1.7	10^{16}	70	40	6.0	180	3.5

***Cette fréquence est supérieure à la fréquence de coupure à 3dB: l'impédance de sortie du composant n'est que de $-2\Omega - j2\Omega$.

Aucun essai de réalisation de ces composants n'a encore été effectué à ce jour. Notons cependant que plusieurs publications rapportent l'observation d'oscillations à temps de transit dans le $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. [30][31][9].

4. GENERATION DE PUISSANCE EN REGIME A EXTRACTION D'HARMONIQUE

Nous avons étudié ce régime de fonctionnement dans deux cas particuliers.

a) Composants au GaAs . $F_1 = 50\text{GHz}$. $F_2 = 100\text{GHz}$.

Nous avons considéré plus particulièrement cette application car elle correspond au cas rencontré en pratique. En effet, les composants au GaAs actuellement commercialisés sont des composants qui ont été optimisés pour un fonctionnement à 50GHz, et qui génèrent de la puissance simultanément à 50 et à 100GHz. L'étude de cette application était donc plus spécialement destinée à valider notre modèle, par comparaison avec les résultats expérimentaux.

Nous donnons ci-dessous les caractéristiques et performances hyperfréquences typiques de ces composants, obtenues numériquement.

T # 150°C	L $\sim 1.8\mu\text{m}$	N $\sim 10^{16}\text{cm}^{-3}$	$\phi \sim 60$ à $70\mu\text{m}$
$F_1 = 50\text{GHz}$	$F_2 = 100\text{GHz}$		
$P_{HF2} = 50\text{mW}$	$\eta_{HF2} = 0.9\%$		
$R_2 = -2\Omega$	$X_2 = -5\Omega$		

Ces résultats théoriques sont en très bon accord avec les nombreux résultats expérimentaux obtenus avec les composants de structure N^+NN^+ au GaAs actuellement disponibles [32][13].

En effet, si nous considérons une résistance série voisine de 1Ω , nous obtenons typiquement des niveaux de puissance utile et de rendement de conversion utile de 35 à 40 mW et 0.7 à 0.8%, respectivement. La figure 73 illustre l'évolution fréquentielle de la puissance de sortie obtenue au voisinage de 100GHz, avec un certain nombre de composants fournis par le département DCM de la THOMSON-CSF. La comparaison est ici tout à fait satisfaisante.

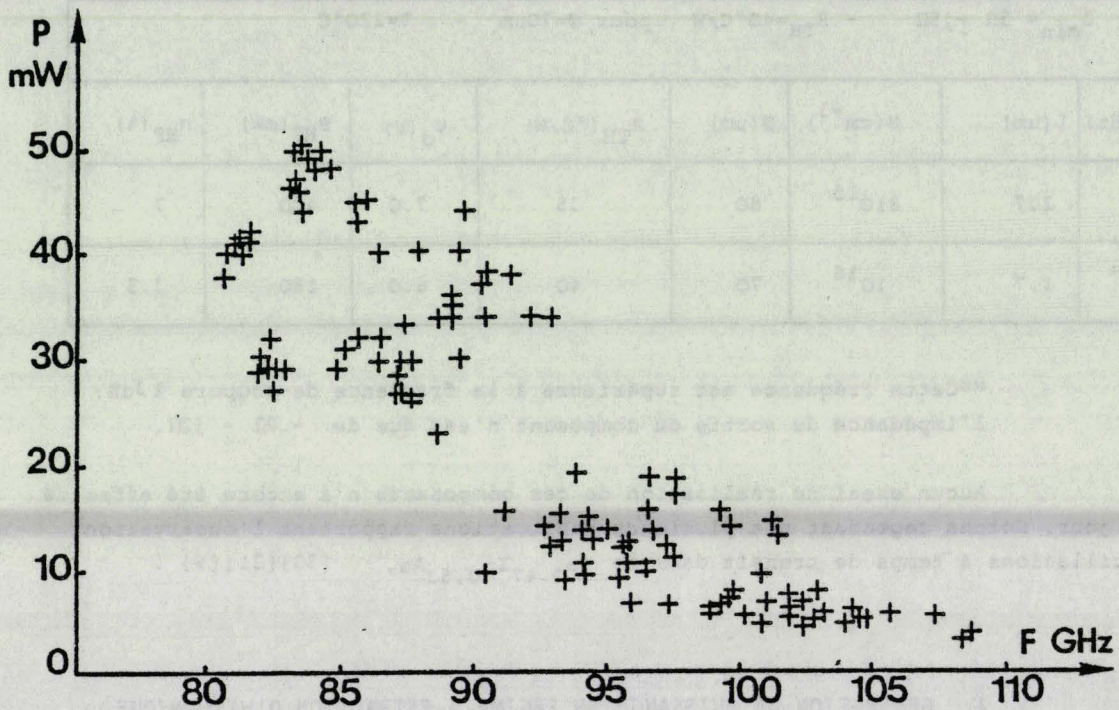


Figure 73 : Relevé expérimental de la puissance hyperfréquence au voisinage de 100GHz. Diodes GaAs THOMSON-CSF, fonctionnant en régime harmonique.

b) Composants à l'InP. $F_1=110\text{GHz}$. $F_2=220\text{GHz}$.

Ainsi que nous l'avons noté précédemment, il est impossible de couvrir la fenêtre des 220GHz par génération directe à cette fréquence (avec ce type de composants). Or cette bande de fréquences suscite actuellement un intérêt croissant. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à la génération de puissance en régime harmonique au voisinage de 220GHz.

Nous donnons ci-dessous la structure optimale et les performances hyperfréquences théoriques maximales :

$T \# 220^\circ\text{C}$	$L = 0.9\mu\text{m}$	$N = 210^{16}\text{cm}^{-3}$	$\varnothing \sim 30 \text{ à } 40\mu\text{m}$
$F_1 = 110\text{GHz}$	$F_2 = 220\text{GHz}$		
$P_{\text{HF}_2} = 10\text{mW}$	$\eta_{\text{HF}_2} = 0.9\%$		
$R_2 = -1\Omega$	$X_2 = -1.5\Omega$		

Nous constatons que ces performances hyperfréquences sont relativement médiocres. Nous en avons explicité les raisons au paragraphe I.5.b (page 105) (il s'agit notamment de l'évolution très rapide de la résistance présentée par le composant à la fréquence de sortie, en fonction du taux de modulation à cette même fréquence).

Nous n'avons pas connaissance actuellement de résultats expérimentaux obtenus à cette fréquence, en régime harmonique. Cependant, la très prochaine disponibilité de composants de structure $N^+ NN^+$, performants dans la fenêtre des 100GHz, devrait nous permettre de vérifier ces prévisions théoriques.

5. AUTRES STRUCTURES A CONTACT DE CATHODE INJECTANT

Les tableaux suivants résument les principaux (et meilleurs) résultats théoriques obtenus avec des structures à hétérojonction polarisée en direct et des structures à modulation de dopage, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit au voisinage de 100GHz.

a) Composants du type $N^+ : GaAlAs/N : GaAs/N^+ : GaAlAs$.

F= 100GHz							
T (°C)	L (µm)	N (cm ⁻³)	Ø (µm)	R _{TH} (°C/W)	V _O (V)	P _{HF} (mW)	η _{HF} %
150	0.9	210 ¹⁶	35	80	3.0	60	4

En ce qui concerne ces composants, nous constatons qu'ils permettent d'obtenir des performances hyperfréquences sensiblement équivalentes à celles obtenues avec des composants de structure $N^+ NN^+$ à homojonction. Ces performances sont de plus obtenues au prix d'une technologie plus délicate, ce qui limite l'intérêt de ces structures à hétérojonction GaAlAs/GaAs.

b) Composants à l'InP à modulation de dopage

Structure $N^+ PNN^+$							
T (°C)	P	N	F (GHz)	P _{HF} (mW)	η _{HF} (%)	Z (Ω)	Ø (µm)
220	0.1 310 ¹⁵	0.7 1.710 ¹⁶	100	115	2.7	4.5-j4.8	45

Structures N ⁺ N ⁻ N ⁺ NN ⁺								
T (°C)	N ⁻	N ⁺	N	F (GHz)	P _{HF} (mW)	η _{HF} (%)	Z (Ω)	Ø (μm)
150	0.3 3.510 ¹⁵	0.05 10 ¹⁷	0.6 210 ¹⁶	100	100	4	-7.3 -j6.4	40
220	0.3 410 ¹⁵	0.05 10 ¹⁷	0.5 210 ¹⁶	95	140	3.1	-5.2 -j5.4	45
220	0.3 410 ¹⁵	0.05 10 ¹⁷	0.5 210 ¹⁶	100	140	2.6	-4.5 -j3.4	55
220	0.3 3.510 ¹⁵	0.05 10 ¹⁷	0.6 1.7510 ¹⁶	90	150	3.2	-5.7 -j4.8	50
220	0.275 3.510 ¹⁵	0.05 10 ¹⁷	0.575 1.310 ¹⁶	95	125	2.4	-4.8 -j4.3	55
220	0.3 3.510 ¹⁵	0.05 10 ¹⁷	0.6 1.410 ¹⁶	100	100	1.85	-5.9 -j2.4	60

(les longueurs sont données en μm, et les niveaux de dopage en cm⁻³).

Ainsi que nous l'avions déjà mentionné au cours du chapitre 3, les niveaux de rendement de conversion émis obtenus avec des composants à l'InP à modulation de dopage sont un peu plus faibles que ceux obtenus avec les composants de structure N⁺ NN⁺.

En effet, si l'obtention d'un champ électrique élevé dans la majeure partie du composant permet d'obtenir un effet de mobilité différentielle négative plus important (excursion plus importante du signal hyperfréquence), ceci résulte également en une augmentation de la valeur moyenne de la tension dans la zone morte [28]. Ces dispositifs fonctionnent par conséquent à tension de polarisation optimale plus élevée que dans le cas des structures classiques N⁺ NN⁺ (à longueur de zone N et niveau de dopage équivalents). D'un point de vue thermique, cette augmentation de la tension de polarisation optimale est compensée par la diminution du courant continu, liée aux phénomènes de diffusion dans la zone sous-dopée ou dopée P. La barrière de potentiel à l'interface N⁺P est en effet plus élevée que dans le cas d'une homojonction N⁺N, limitant ainsi le niveau de courant injecté.

Bien que ne permettant pas d'améliorer les performances hyperfréquences obtenues au voisinage de 100GHz avec des composants de structure classique N⁺NN⁺, ces dispositifs à modulation de dopage présentent cependant un avantage en gamme centimétrique.

En effet, si la présence d'un champ électrique élevé dans tout le composant est néfaste pour le rendement de conversion, elle est au contraire bénéfique pour le niveau de bruit de diffusion, qui diminue lorsque le champ électrique augmente. Ceci constitue une caractéristique bien connue de ce type de contacts, qui sont couramment utilisés pour la réalisation de dispositifs amplificateurs à faible bruit en gamme centimétrique [33][34][35][36]. Nous verrons dans la dernière partie de ce

chapitre ce qu'il advient de cette propriété en gamme millimétrique.

CONCLUSION

En résumé, nous avons montré ici les performances potentielles très intéressantes des composants courts de structure $N^+ NN^+$ (à contact injectant donc) fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit.

Les composants au GaInAs sont bien appropriés pour les applications moyenne puissance de 20 à 40 GHz. Les composants à l'InP étant quant à eux tout à fait adaptés aux applications depuis 80 jusqu'à 150GHz.

Bien que pouvant encore fonctionner au voisinage de 100GHz, les composants au GaAs semblent cependant condamnés, dans un avenir relativement proche, par le développement croissant des composants à l'InP.

Nous notons cependant que les performances hyperfréquences atteintes demeurent bien inférieures aux potentialités intrinsèques des matériaux, et ce d'une part à cause de la présence de la zone morte, d'autre part à cause des limitations thermiques.

CHAPITRE 4 : TROISIÈME PARTIE

COMPOSANTS À CONTACT LIMITANT.

CHAPITRE 4 : TROISIÈME PARTIE

COMPOSANTS A CONTACT LIMITANT

INTRODUCTION	122
I. COMPOSANTS DE STRUCTURE MESA À CONTACT SCHOTTKY	122
I.1. COMPOSANTS DE STRUCTURE MESA A CONTACT SCHOTTKY SUR InP... PERFORMANCES HYPERFREQUENCES. INFLUENCE DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT	122
I.2. PROBLEMES DE REALISATION	129
II. COMPOSANTS DE STRUCTURE PLANAR A CONTACT LIMITANT	129
II.1. INFLUENCE DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT	130
II.2. INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE GRILLE	135
II.3. QUELQUES CONTRAINTES A CONSIDERER	136
II.4. UNE STRUCTURE POSSIBLE; PERFORMANCES HYPERFREQUENCES ATTENDUES	137
III. STRUCTURES MESA À L'HÉTÉROJONCTION $Ga_x In_{1-x} As_{1-y} P_y / InP$	140
CONCLUSION	144

TROISIÈME PARTIE

COMPOSANTS À CONTACT LIMITANTINTRODUCTION

Nous avons montré au cours de la section précédente comment les problèmes thermiques et la présence de la zone morte limitaient les performances hyperfréquences des composants à contact de cathode injectant, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit.

Nous avons en outre, au cours du troisième chapitre, mis en évidence la possibilité de réduire considérablement la longueur de la zone morte, en utilisant des composants à contact de cathode de type limitant, fonctionnant en mode à couches dipolaires.

Dans cette section, nous allons par conséquent nous intéresser aux différentes structures susceptibles de permettre l'obtention de ce mode de fonctionnement. C'est ainsi que nous aborderons successivement les structures mesa à contact Schottky sur InP, puis les structures planar au GaAs et à l'InP, pour terminer avec les structures mesa à hétérojonction GaInAs P/ InP. Pour chacune de ces structures, nous évaluerons les performances hyperfréquences potentielles attendues; nous discuterons des problèmes de réalisation compte tenu de l'état actuel de la technologie; enfin nous tenterons d'en situer l'intérêt par rapport aux tendances actuelles du développement des systèmes millimétriques.

I. COMPOSANTS DE STRUCTURE MESA À CONTACT SCHOTTKY

Nous allons ici reporter les principaux résultats obtenus avec des composants longs de structure mesa à contact limitant du type barrière métal sur semiconducteur (contact Schottky). Nous décrirons sur cette exemple les principales caractéristiques du mode de fonctionnement à couches dipolaires. Puis nous discuterons des problèmes de réalisation des structures mesa à contact Schottky.

I. COMPOSANTS DE STRUCTURE MESA A CONTACT SCHOTTKY SUR InP.
PERFORMANCES HYPERFREQUENCES. INFLUENCE DES CONDITIONS DE
FUNCTIONNEMENT.

Le mode de fonctionnement à couches dipolaires peut être obtenu avec des composants à l'InP à contact de cathode du type métal sur semiconducteur. En effet, la hauteur de barrière d'un contact Schottky sur InP est faible. Le courant inverse en résultant est par conséquent élevé et correspond à des niveaux de dopage de la zone

active voisins de $5 \cdot 10^{15}$ à 10^{16} cm^{-3} , qui permettent d'obtenir des niveaux de résistance de sortie acceptables.

Il est cependant difficile de déterminer expérimentalement la valeur de cette hauteur de barrière. En l'absence de données pratiques fiables, nous avons recherché, d'un point de vue théorique, la valeur optimale de la hauteur de barrière conduisant à des performances hyperfréquences maximales.

Les meilleurs résultats théoriques ont été obtenus avec des composants dont la hauteur de barrière était voisine de 0.20eV. Nous donnons dans le tableau ci-dessous un ordre de grandeur des résultats typiquement obtenus avec de tels composants.

$L = 2.5 \mu\text{m}$	$N \# 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$V_b \sim 0.20\text{eV}$
$\varnothing = 50 \mu\text{m}$	$R_{TH} = 60^\circ\text{C/W}$	$T = 160^\circ\text{C}$
$V_o = 13\text{V}$	$I_o = 200\text{mA}$	$P_o = 2.6\text{W}$
$F = 100\text{GHz}$	$P_{HF} = 280\text{mW}$	$\eta_{HF} = 10.5\%$
$R = -2\Omega$	$X = -17\Omega$	
$L = 3.3 \mu\text{m}$	$N \# 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$V_b \sim 0.20\text{eV}$
$\varnothing = 50 \mu\text{m}$	$R_{TH} = 60^\circ\text{C/W}$	$T = 220^\circ\text{C}$
$V_o = 18.5\text{V}$	$I_o = 200\text{mA}$	$P_o = 3.6\text{W}$
$F = 100\text{GHz}$	$P_{HF} = 370\text{mW}$	$\eta_{HF} = 10.3\%$
$R = -2\Omega$	$X = -22\Omega$	

Nous constatons que les deux dispositifs présentent le même niveau de rendement de conversion émis, qui est ici voisin de 10%. Les niveaux de puissance émise sont très intéressants, et d'autant plus importants que le composant est long. C'est là une des caractéristiques fondamentales de ce mode de fonctionnement. En effet, considérons les figures 74.a et 74.b qui illustrent les évolutions spatiales de la puissance hyperfréquence générée le long du composant et du rendement de conversion émis, dans les deux cas présentés ci-dessus. Nous constatons que la puissance hyperfréquence, amplifiée par les effets de mobilité différentielle négative, croît de façon uniforme le long du composant. En pratique, la longueur de la zone N du composant ne sera limitée que par les contraintes thermiques (environ $3.3 \mu\text{m}$ à $3.5 \mu\text{m}$ pour $T_{\text{max}} = 220^\circ\text{C}$, avec les valeurs de résistance thermique que nous avons considérées).

Le rendement de conversion quant à lui tend vers une valeur constante, qui dépend du niveau de dopage de la zone active, du niveau de courant injecté, de la température du matériau, et des conditions de fonctionnement (conformément aux différentes observations faites au chapitre 2).

Ces courbes permettent également d'observer la manifestation des effets de transit. Bien qu'ils ne soient pas prédominants, ces derniers sont à l'origine des oscillations spatiales (donc fréquentielles) observées sur les différentes courbes, et notamment sur le rendement de conversion.

Notons encore le faible niveau de la résistance de sortie, qui risque de conduire à des niveaux de puissance et rendement utiles inférieurs aux performances

hyperfréquences émises. Remarquons enfin que le coefficient de qualité du composant $Q_d = |X_d/R_d|$ croît également avec la longueur de la zone active.

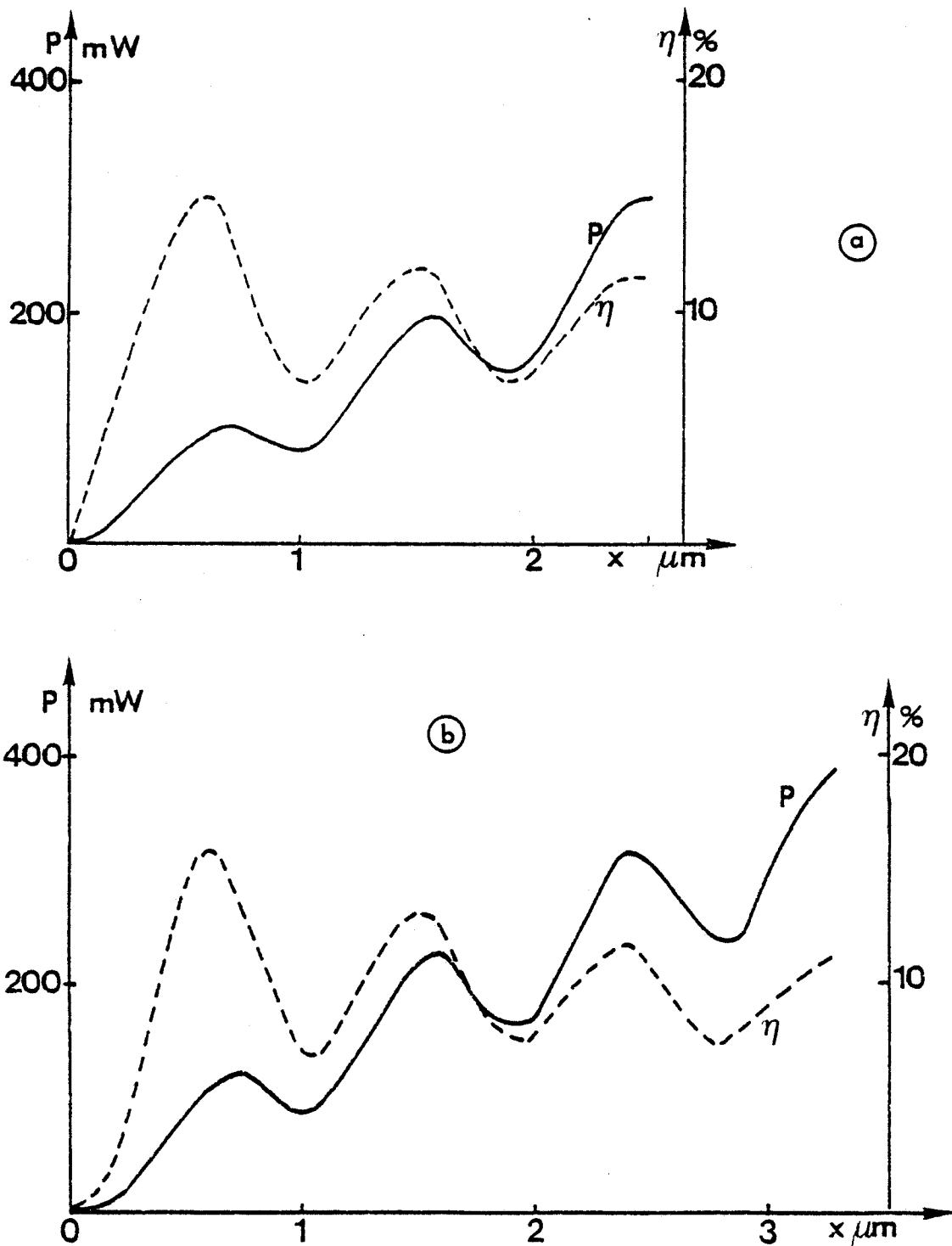


Figure 74 : Evolutions de la puissance hyperfréquence générée le long du composant P_{HF} et du rendement de conversion émis η_{HF} . Contact métal sur InP.

$V_0 \sim 0.2\text{eV}$. $N \sim 7 \cdot 10^{15}\text{cm}^{-3}$. $\phi = 50\mu\text{m}$. $I_0 = 200\text{mA}$.
 a - $L = 2.5\mu\text{m}$. $V_0 = 13\text{V}$. $T = 160^\circ\text{C}$. $Z = -2\Omega - j 17\Omega$
 b - $L = 3.3\mu\text{m}$. $V_0 = 18.5\text{V}$. $T = 220^\circ\text{C}$. $Z = -2\Omega - j 22\Omega$

a) Influence de la tension de polarisation

Les figures 75.a et 75.b illustrent les évolutions du rendement de conversion émis, de la puissance hyperfréquence émise et de l'impédance présentée par le composant (ayant une zone active de $2.5\mu\text{m}$) à la fréquence de sortie ($F=100\text{GHz}$), en fonction de la tension de polarisation V_0 . Ces évolutions peuvent s'expliquer simplement de la façon suivante.

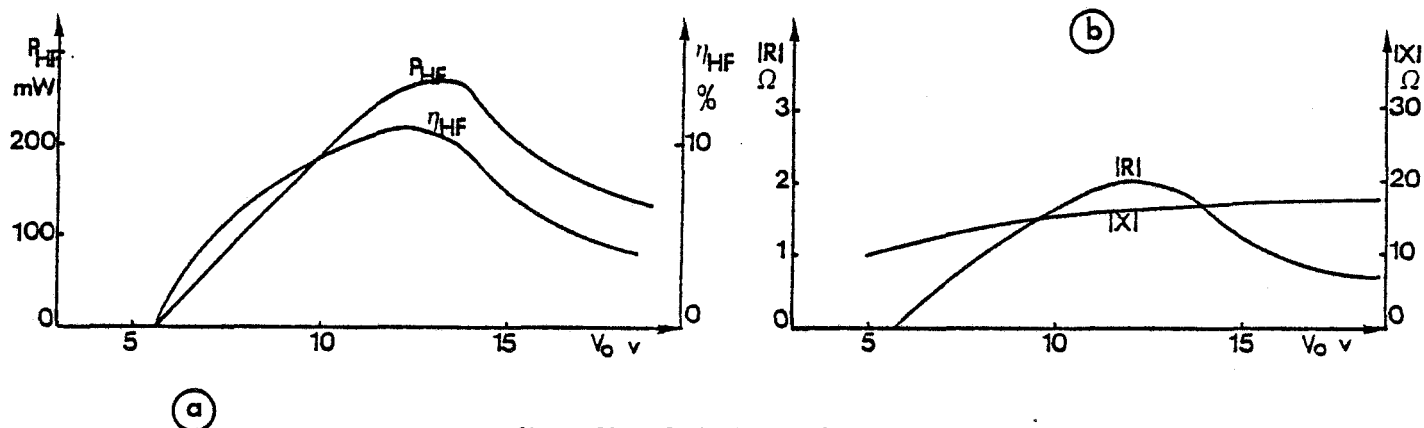


Figure 75 : Evolutions de la puissance hyperfréquence émise P_{HF} , du rendement de conversion émis η_{HF} (a) et de l'impédance présentée par le composant à la fréquence de sortie (b) en fonction de la tension de polarisation. Composant à contact métal sur InP .

$L=2.5\mu\text{m}$. $N \sim 7 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$. $V_b \sim 0.2\text{eV}$. $F=100\text{GHz}$.
 $T=160^\circ\text{C}$. $\varnothing=50\mu\text{m}$.

Pour de faibles valeurs de la tension de polarisation, le champ moyen dans le composant est inférieur au champ critique. Il n'y a donc pas d'effet de mobilité différentielle négative. L'évolution quasi-linéaire de la puissance hyperfréquence émise et du rendement de conversion émis observée ensuite (entre 5 et 13V environ), est tout à fait typique du comportement d'un dispositif où les effets de transit ne sont pas prédominants. Pour une tension voisine de 13V (dans ce cas particulier), le rendement maximal est atteint. Cette valeur maximale du rendement de conversion dépend, comme précédemment, du couple niveau de dopage-niveau d'injection, de la température du matériau, du taux de modulation et de la fréquence de fonctionnement. Puis, lorsque la tension de polarisation continue à croître, les performances hyperfréquences décroissent. Cette diminution est liée à l'augmentation du champ moyen dans tout le composant, qui se traduit par une diminution de l'effet de mobilité différentielle négative (nous avons illustré ce phénomène au cours du chapitre 2).

Notons enfin que la tension maximale de polarisation est limitée par les contraintes thermiques. Pour le composant étudié ici ($L=2.5\mu\text{m}$; $N \sim 7 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$; $I_0=200\text{mA}$; $\varnothing=50\mu\text{m}$ et $R_{TH}=60^\circ\text{C/W}$), la tension maximale de polarisation serait de l'ordre de 18V (pour une température de fonctionnement maximale voisine de 220°C).

Ces différentes observations sont tout à fait conformes aux relevés

expérimentaux effectués sur des composants à contact de cathode de type limitant [6] [8][37]. A titre d'exemple, nous donnons figure 76 une courbe extraite de la référence [37], où sont reportées les évolutions de la puissance hyperfréquence et du rendement de conversion en fonction de la tension de polarisation.

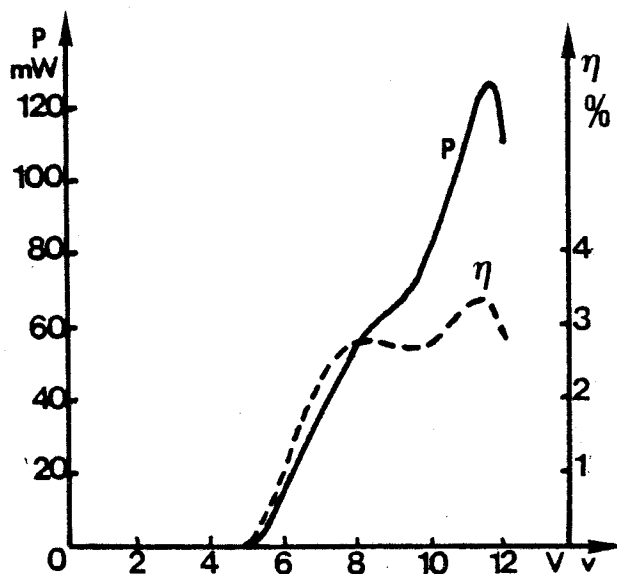


Figure 76 : Relevé expérimental des performances hyperfréquences d'un composant long à contact limitant, en fonction de la tension de polarisation, d'après CROWLEY [37].

b) Bande de fréquence potentielle.

Les figures 77.a et 77.b illustrent les évolutions fréquentielles du rendement de conversion émis, de la puissance hyperfréquence émise et de l'impédance du composant ($L=2.5\mu\text{m}$), à température de fonctionnement et à tension de polarisation constantes.

Nous observons à nouveau ici l'influence des effets de transit, qui sont d'autant moins sensibles que le composant est long vis à vis de la longueur de transit à la fréquence de travail, c'est à dire pour les fréquences les plus élevées.

La décroissance des performances hyperfréquences et de l'impédance de sortie lorsque la fréquence augmente est liée à la diminution de l'effet de mobilité différentielle négative en volume (cf.chapitre 2).

Ces composants ont donc une bande de fréquence potentielle très large, puisqu'ils sont susceptibles de fonctionner depuis la fréquence de transit correspondant à la longueur de la zone N, jusqu'à la limite fréquentielle de l'effet de mobilité différentielle négative en volume, compte tenu des contraintes thermiques et des contraintes liées aux problèmes d'adaptation d'impédance, bien sûr.

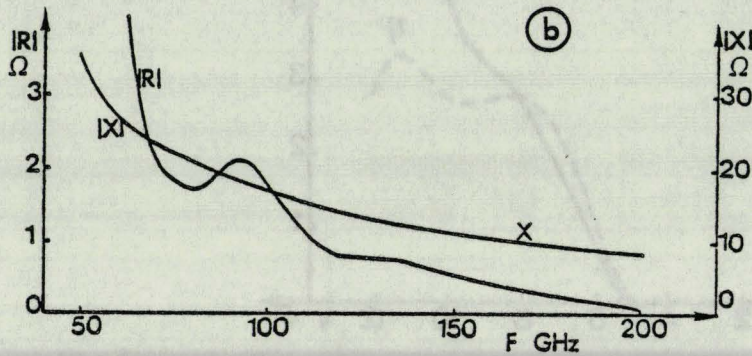
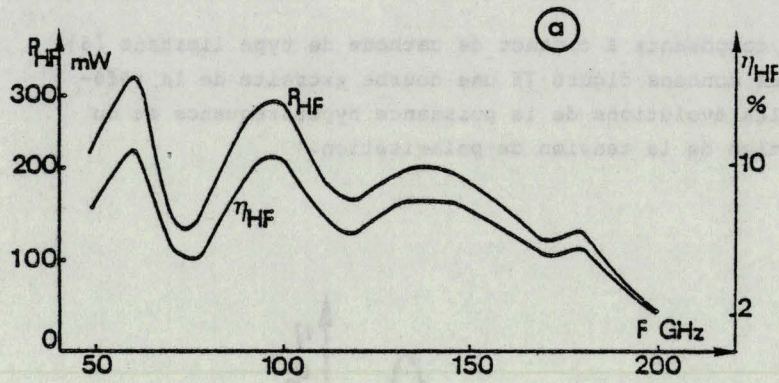


Figure 77: Evolutions fréquentielles de la puissance hyperfréquences émise P_{HF} , du rendement de conversion émis η_{HF} (a), et de l'impédance présentée par le composant (b). Composant à contact métal sur InP.
 $L=2.5\mu\text{m}$. $N \sim 7 \cdot 10^{15}\text{cm}^{-3}$.
 $V_b \sim 0.2\text{eV}$. $V_0 = 13\text{V}$.
 $T \# 160^\circ\text{C}$. $\varnothing=50\mu\text{m}$.

c) Influence du niveau du signal hyperfréquence (taux de modulation)

La figure 78 illustre les évolutions de la puissance hyperfréquence et du rendement de conversion émis en fonction du taux de modulation (défini comme précédemment par $m = V_{HF}/V_0$).

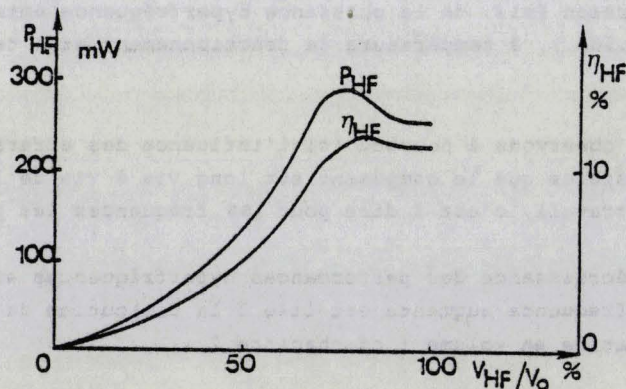


Figure 78: Evolutions de la puissance hyperfréquence émise P_{HF} et du rendement de conversion émis η_{HF} en fonction de l'amplitude de la composante de tension à la fréquence de sortie $m = V_{HF}/V_0$. Composant long à contact métal sur InP.

$L=2.5\mu\text{m}$. $N \sim 7 \cdot 10^{15}\text{cm}^{-3}$. $V_b \sim 0.2\text{eV}$. $F=100\text{GHz}$. $V_0 = 13\text{V}$.
 $T \# 160^\circ\text{C}$. $\varnothing=50\mu\text{m}$.

Ces évolutions sont tout à fait typiques du comportement d'un dispositif où les effets de transit sont faibles. Les performances hyperfréquences croissent de façon monotone lorsque le taux de modulation augmente. Ces caractéristiques sont liées d'une part aux valeurs élevées du champ électrique à l'interface de cathode et d'autre part à la configuration spatiale de ce dernier, qui permettent de bénéficier au maximum des effets de mobilité différentielle négative importante à fort niveau du signal hyperfréquence (cf. chapitre 2).

d) Influence de la température de fonctionnement.

Certains auteurs ont mentionné la bonne tenue en température de composants à contact limitant non idéal [6][8][38][39]**.

Nous pensons toutefois que l'obtention d'un fonctionnement stable dans une plage de température importante est problématique avec un composant à contact limitant idéal.

En effet, l'obtention d'une configuration spatiale quasi-uniforme du champ électrique nécessite une très bonne "adaptation" entre le niveau du courant injecté et le niveau de dopage de la zone active. C'est pourquoi une variation de la température de fonctionnement (résultant en une modification de la densité de courant injecté) doit pouvoir être compensée par une variation de la tension V_a appliquée aux bornes du contact, afin d'obtenir un courant injecté sensiblement constant.

Considérons les évolutions, en fonction de la température de fonctionnement, de la caractéristique inverse $J_0(V_a)$ d'un contact limitant idéal, du type contact Schottky (cf. figure 79).

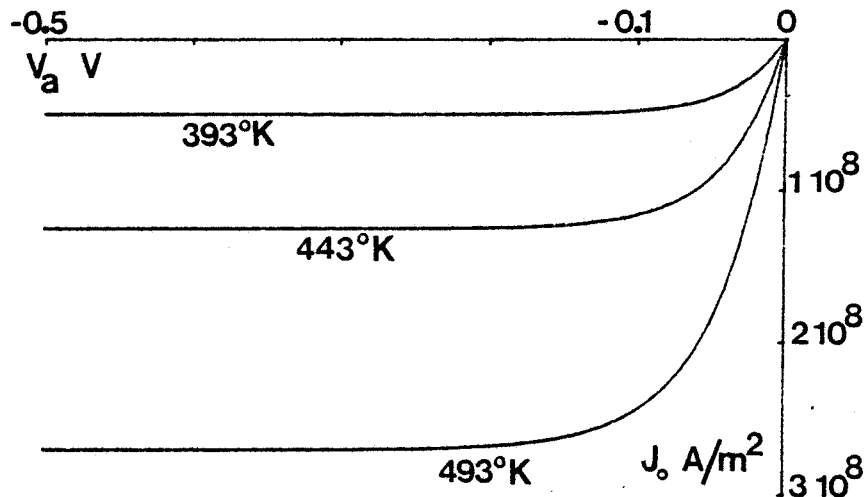


Figure 79: Evolutions de la caractéristique inverse $J_0(V_a)$ d'un contact limitant idéal (type SCHOTTKY) en fonction de la température de fonctionnement. $V_b = 0.2eV$.

**D'un point de vue technologique, le contact de cathode est constitué d'un dépôt métallique sur semi-conducteur, qui subit ensuite un recuit. Cette opération conduit en général à des contacts limitants non idéaux, c'est à dire qui ne sont pas du type barrière Schottky.

Nous constatons qu'une stabilisation du courant injecté par l'intermédiaire d'une variation de la tension appliquée V_a , ne peut être effectuée, sur une plage de température de 100°C, que pour des niveaux de courant injecté très faibles, c'est à dire dans la zone de la caractéristique où le courant n'est pas limité.

Dans le cas des niveaux de courant injecté plus importants, que sont ceux nécessaires au fonctionnement d'un dispositif à transfert électronique en gamme millimétrique, la plage de température où ce phénomène de régulation est possible est très restreinte.

Nous verrons par la suite qu'il n'en est pas de même dans le cas d'un contact limitant non idéal.

2. PROBLEMES DE REALISATION

Nous voyons que le composant de structure mesa à contact Schottky apparaît comme une solution très attractive pour la génération de puissance en gamme millimétrique (niveaux de puissance et rendement émis importants). Toutefois dans l'état actuel de la technologie, le contact Schottky sur InP ne semble pas constituer une solution viable pour la réalisation de composants millimétriques. En effet, le contrôle technologique du contact métal sur InP demeure encore très délicat (problèmes d'état de surface à l'interface métal-semiconducteur [40], problèmes de diffusion du métal dans le semiconducteur, etc...).

Il en résulte des problèmes importants de reproductibilité et de fiabilité [38][39][40]. En outre, le problème de la stabilité des performances hyperfréquences en fonction des variations de température demeure à résoudre. La réalisation des composants de structure mesa à contact Schottky sur InP requiert par conséquent une étude expérimentale très approfondie.

En ce qui concerne les composants au GaAs, la hauteur élevée de la barrière Schottky sur ce matériau conduit à des niveaux de courant inverse dérisoires, et beaucoup trop faibles pour permettre le fonctionnement d'un dispositif à transfert électronique au GaAs.

Il existe cependant, tant pour les composants à l'InP que pour ceux au GaAs, une possibilité de limiter le niveau du courant injecté dans la zone active : il s'agit de réaliser des composants de structure planar à injection du type MESFET, qui permet de reproduire la caractéristique courant-tension d'un contact Schottky.

II. COMPOSANTS DE STRUCTURE PLANAR À CONTACT LIMITANT.

L'idée des composants de structure planar à trois électrodes a déjà été proposée par de nombreux auteurs [40][41][42]. Les résultats expérimentaux qui ont été publiés, tant pour le GaAs [42] que pour l'InP [40][43], prouvent la faisabilité de tels composants. La structure la plus classique pour le GaAs est une structure du type MESFET : la troisième électrode est un contact métal sur semiconducteur. En ce qui

concerne l'InP, les problèmes de reproductibilité et de fiabilité du contact Schottky sur ce matériau ont conduit à une structure du type MISFET. Cette structure est analogue à une structure MESFET, mais une couche d'oxyde est intercalée entre le dépôt métallique de la troisième électrode et la couche semiconducteur.

Nous allons ici nous intéresser plus particulièrement aux structures MESFET au GaAs.

1. INFLUENCE DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT

Les figures 81.a et 81.b illustrent les évolutions des performances hyperfréquences émises (P_{HF} et η_{HF}) et de l'impédance de sortie présentée par le composant (illustration figure 80), à la fréquence de sortie (ici $F=100GHz$), en fonction des tensions continues de polarisation V_{DS} et V_{GS} .

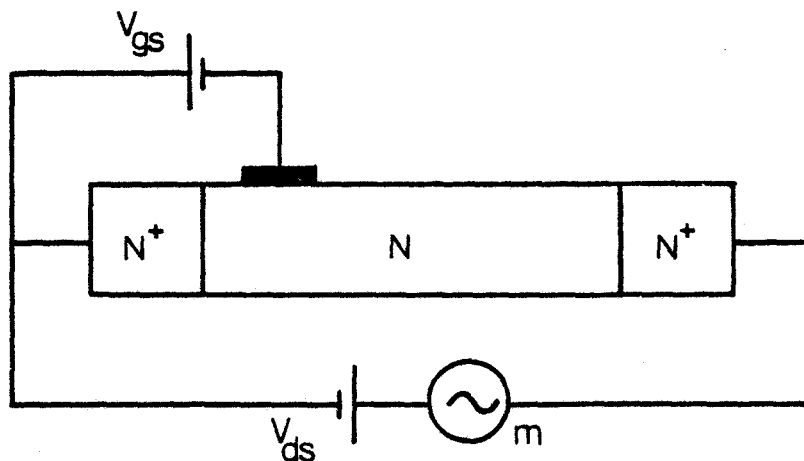


Figure 80 : Structure planar à contact limitant. Définition des différentes grandeurs.

Le mode de fonctionnement observé dans un tel dispositif dépend essentiellement des valeurs relatives des tensions de polarisation V_{DS} et V_{GS} . Nous pouvons schématiquement catégorier les différents modes de fonctionnement en utilisant la notion de valeur "critique" du courant continu de polarisation : $I_{OC} = qN_d v_{sat} S$ (cf. chapitre 3.III.2.1).

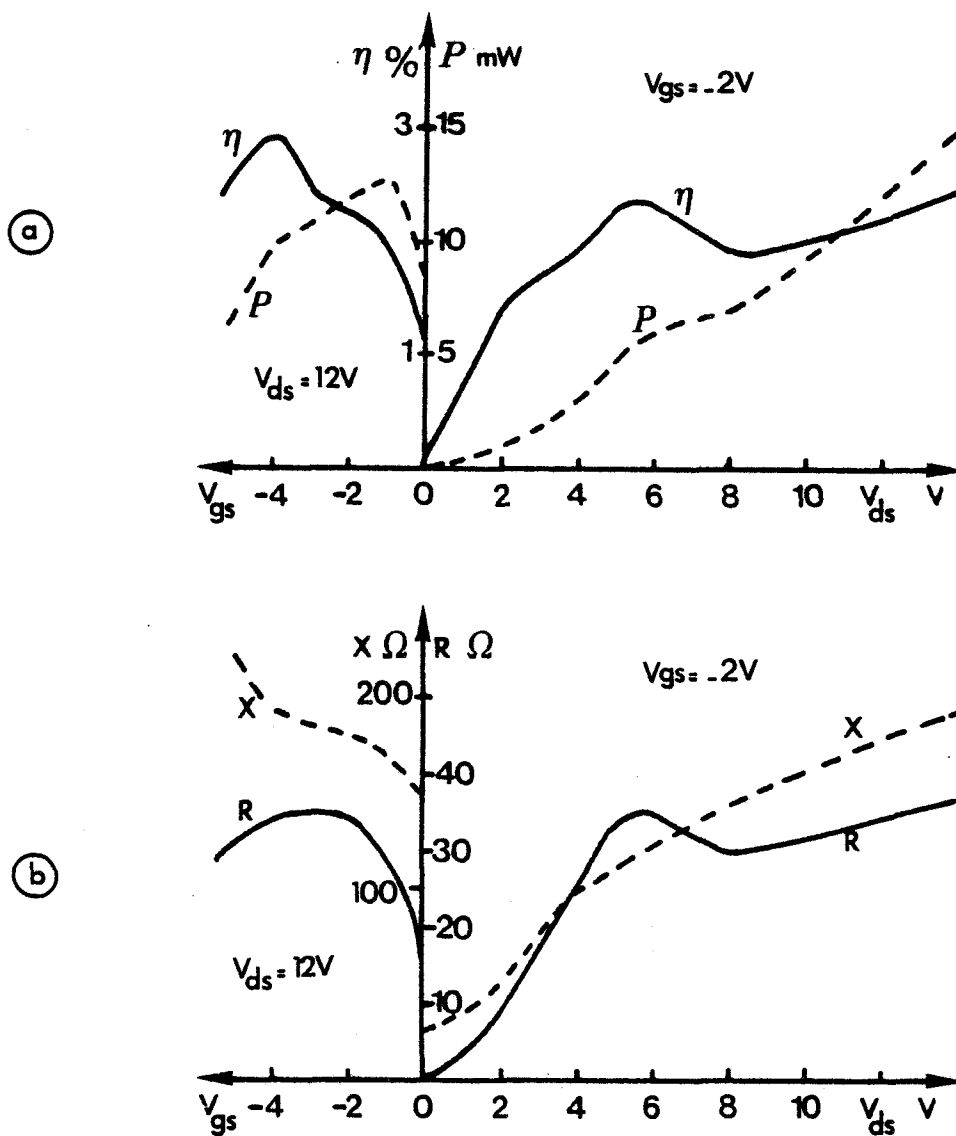


Figure 81 : Evolutions des performances hyperfréquences émis P_{HF} et η_{HF} (a) et de l'impédance de sortie présentée par le composant (b), en fonction des tensions continues de polarisation V_{DS} et V_{GS} .

$L_g = 0.5 \mu\text{m}$. $L_{gs} = 0.5 \mu\text{m}$. $L_{gd} = 2.0 \mu\text{m}$. $H = 0.8 \mu\text{m}$.
 $Z = 250 \mu\text{m}$. $N = 210^{16} \text{cm}^{-3}$. $T \sim 400^\circ\text{K}$. $m = 40\%$. $F = 100 \text{GHz}$.

Pour les valeurs très faibles du courant de polarisation ($I_0 \ll I_{oc}$), c'est à dire pour des valeurs élevées de la tension de grille V_{GS} (typiquement supérieures à 6V, dans le cas étudié ici), le mode de fonctionnement observé est un mode du type "FET".

Ce mode est celui qui a été mis en évidence par d'autres auteurs [42].

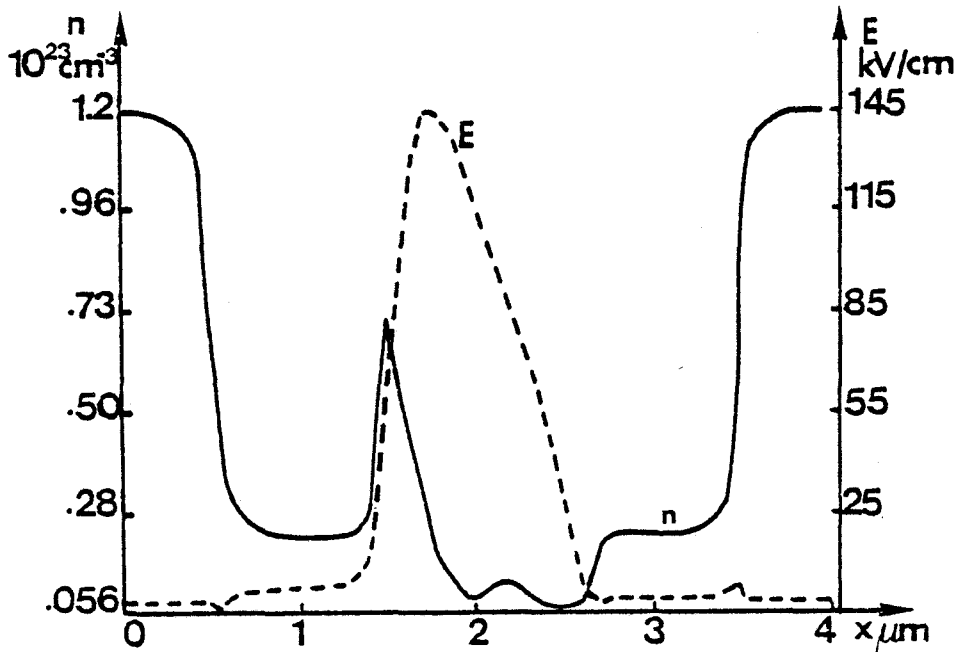


Figure 82 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n et du champ électrique E : mode "FET".

$$\begin{aligned}
 F &= 100\text{GHz}. \quad t = T/4. \quad L_g = 0.5\mu\text{m}. \quad L_{gs} = 0.5\mu\text{m}. \quad L_{gd} = 2.0\mu\text{m}. \\
 H &= 0.8\mu\text{m}. \quad Z = 250\mu\text{m}. \quad N = 21016\text{cm}^{-3}. \quad m = 40\%. \\
 V_{DS} &= 8\text{V}. \quad V_{GS} = -7\text{V}. \quad I_0 = 12\text{mA}. \quad I_{oc} \approx 50\text{mA}.
 \end{aligned}$$

La figure 82 rappelle les configurations spatiales de la densité de porteurs libres n et du champ électrique E , associées à ce mode de fonctionnement. Nous observons la présence d'une zone à champ électrique très élevé au voisinage de la grille. Cette zone est liée à la présence d'une couche d'accumulation de porteurs libres (rétrécissement du canal) puis d'une zone déplétée (ouverture du canal) [44]. C'est dans cette zone à haut champ qu'est obtenu l'effet de mobilité différentielle négative. Ce dernier est cependant très faible, du fait de la valeur élevée du champ électrique moyen dans cette zone. Cette caractéristique, ainsi que des valeurs très faibles du courant, conduisent à des performances hyperfréquences très médiocres. Par conséquent, ce mode de fonctionnement ne présente guère d'intérêt.

Il existe ensuite une gamme de tensions de grille V_{GS} (comprise ici entre -5V et -2V environ) dans laquelle les performances hyperfréquences sont sensiblement constantes. Dans cette plage de tensions de grille, les valeurs du courant continu de polarisation sont inférieures à la valeur critique I_{oc} ($I_0 < I_{oc}$). Le mode de fonctionnement correspondant est un mode hybride. La figure 83 illustre les principales caractéristiques de ce mode. Il s'agit d'un mode "FET" où il existe un transit d'une instabilité de charge d'espace dans la zone déplétée de grille. Comme précédemment, l'effet de mobilité différentielle négative est obtenu à l'extrémité de la grille. Il existe une partie de la zone active où le champ électrique est inférieur à la valeur du champ de seuil dans le matériau. Cette zone correspond par conséquent à une résistance positive et est à l'origine de pertes hyperfréquences.

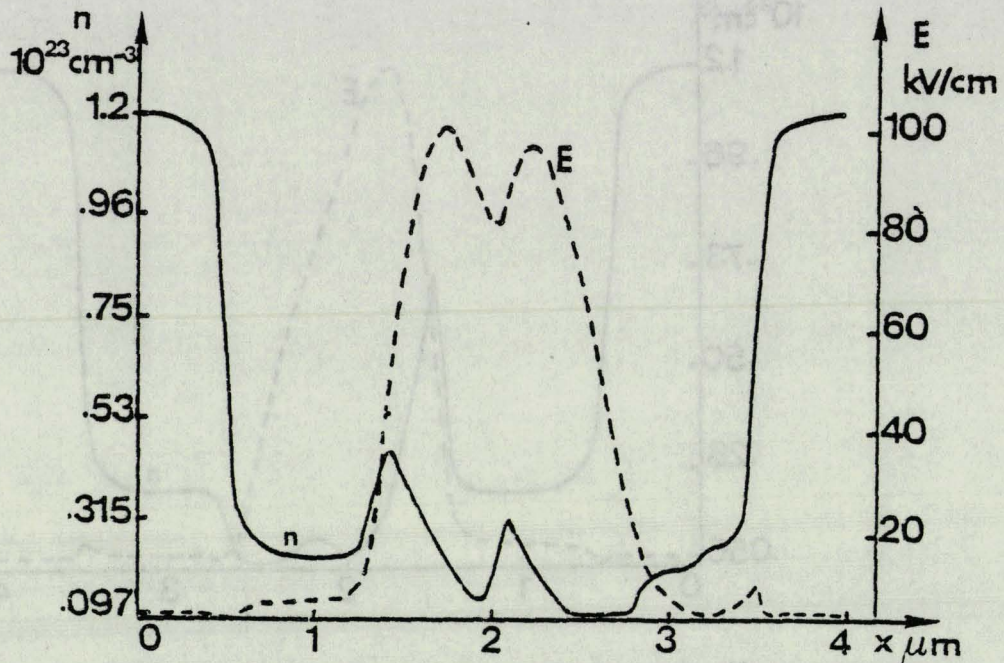


Figure 83 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n et du champ électrique E : mode hybride.

$F = 100\text{GHz}$. $t = T/4$. $L_g = 0.5\mu\text{m}$. $L_{gs} = 0.5\mu\text{m}$. $L_{gd} = 2.0\mu\text{m}$.
 $H = 0.8\mu\text{m}$. $Z = 250\mu\text{m}$. $N = 210^{16}\text{cm}^{-3}$. $m = 40\%$. $V_{DS} = 8\text{V}$.
 $V_{GS} = -3\text{V}$. $I_0 = 36\text{mA}$. $I_{oc} \approx 50\text{mA}$.

Enfin, pour des valeurs de la tension de grille V_{GS} telles que le courant injecté soit sensiblement égal ou légèrement supérieur au courant critique I_{oc} (ici $-2\text{V} \leq V_{GS} \leq 0\text{V}$), nous obtenons le mode de fonctionnement à couches dipolaires que nous avons décrit au troisième chapitre, et dont nous rappelons les caractéristiques sur la figure 84.

Cette fois, la zone active est constituée de toute la zone grille-drain (L_{gd}), du fait de la configuration spatiale quasi-uniforme du champ électrique.

La figure 85 résume les principales caractéristiques de ces deux derniers modes de fonctionnement. Nous y avons représenté les évolutions de la puissance hyperfréquence générée le long du composant. Il est très important de noter la présence d'une zone morte (localisée entre la source et l'extrémité de la grille). En effet, contrairement au cas du composant de structure mesa où le passage du courant s'effectue à travers la barrière Schottky, le passage du courant s'effectue ici sous la barrière Schottky. Le contact N^+ sur N de cathode demeure un contact injectant, et nous observons par conséquent la présence d'une zone morte dans laquelle s'effectue la croissance du champ électrique nécessaire au transfert des électrons en vallées hautes.

En résumé, nous constatons que le mode de fonctionnement à couches dipolaires ($-2\text{V} \leq V_{GS} \leq 0\text{V}$) permet d'obtenir des niveaux de puissance hyperfréquence émise supérieurs à ceux obtenus avec le mode hybride ($-5\text{V} \leq V_{GS} \leq -2\text{V}$) (du fait des pertes hyperfréquences dans la zone à faible champ électrique).

Pour ce mode de fonctionnement, nous notons également une croissance monotone des performances hyperfréquences et de l'impédance de sortie présentée par

le composant, lorsque la tension V_{DS} croît.

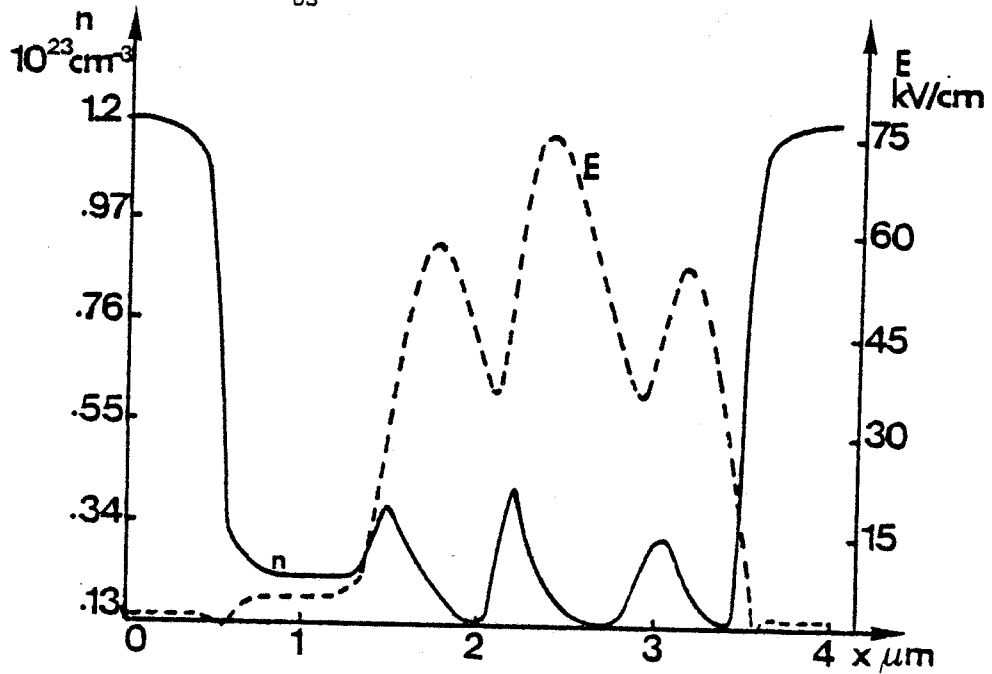


Figure 84 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n et du champ électrique E : mode à couches dipolaires.
 $F=100\text{GHz}$. $t=T/4$. $L_g=0.5\mu\text{m}$. $L_{gs}=0.5\mu\text{m}$. $L_{gd}=2.0\mu\text{m}$.
 $H=0.8\mu\text{m}$. $Z=250\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $m=40\%$. $V_{DS}=8\text{V}$.
 $V_{GS}=-1\text{V}$. $I_0=54\text{mA}$. $I_{oc}\neq 50\text{mA}$.

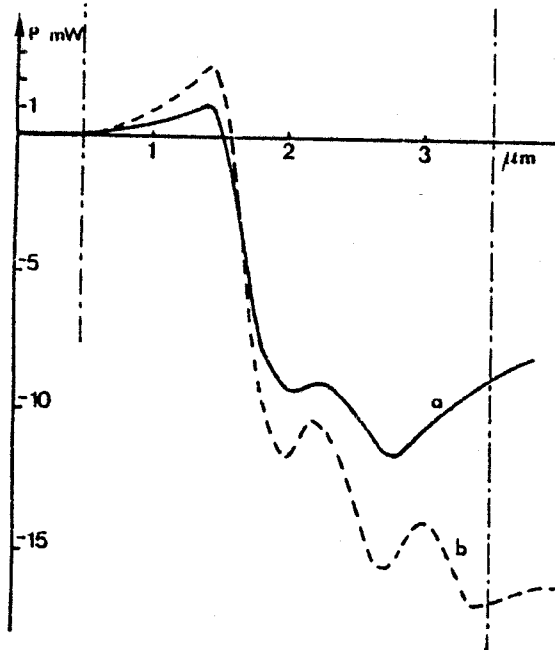


Figure 85 : Evolutions de la puissance hyperfréquence générée le long du composant.

$F=100\text{GHz}$. $L_g=0.5\mu\text{m}$. $L_{gs}=0.5\mu\text{m}$. $L_{gd}=2.0\mu\text{m}$. $H=0.8\mu\text{m}$.
 $Z=250\mu\text{m}$. $N=210^{16}\text{cm}^{-3}$. $m=40\%$. $V_{DS}=12\text{V}$. $T=400^\circ\text{K}$.

a - mode hybride : $V_{GS}=-5\text{V}$

b - mode à couches dipolaires : $V_{GS}=-2\text{V}$.

Ainsi, de la même façon que pour les composants de structure mesa à contact limitant, nous pouvons obtenir des composants de structure planar à injection contrôlée, dont les performances hyperfréquences ne seront limitées que par les contraintes thermiques, les problèmes d'adaptation d'impédance, et la fréquence de coupure intrinsèque de l'effet de mobilité différentielle négative en volume. Ces dispositifs fonctionnent également dans une large bande de fréquence.

2. INFLUENCE DE LA LONGUEUR DE GRILLE.

En ce qui concerne les composants au GaAs, la longueur de grille n'est pas critique. Nous avons observé des performances hyperfréquences sensiblement équivalentes, à longueur grille-drain L_{gd} constante, pour des composants ayant des longueurs de grille variant de 0.5 à 1.5 μm . Il faut toutefois noter que, l'effet de mobilité différentielle négative n'apparaissant qu'à l'extrémité de la grille, les pertes hyperfréquences dans la zone morte ont tendance à augmenter lorsque la longueur de grille croît. Si cet effet semble peu important dans le cas du GaAs, il peut constituer un inconvénient dans le cas des composants à l'InP, matériau pour lequel la valeur de l'énergie de seuil est plus importante.

Notons également que le champ électrique dans la zone sous la grille a tendance à être d'autant plus important que la longueur de grille est faible, dans des conditions de fonctionnement identiques (augmentation du phénomène de survitesses et de l'amplitude de la couche d'accumulation de porteurs libres associée [44]). Là encore, ce phénomène est peu sensible dans des composants au GaAs fonctionnant à 150 ou 200°C et à 100GHz (effet de mobilité différentielle négative faible). Il n'en est pas de même dans le cas des composants à l'InP pour lesquels la couche d'accumulation de porteurs libres à l'extrémité de la grille peut atteindre des valeurs très importantes dans le cas d'une grille submicronique. Cette couche d'accumulation de porteurs libres a alors tendance à fixer une grande partie du champ électrique, et il devient difficile de contrôler le mode de fonctionnement par l'intermédiaire des tensions de polarisation V_{DS} et V_{GS} . Il apparaît donc que la longueur de grille sera un paramètre important dans le cas des composants à l'InP.

Notons également que plusieurs variantes de ces structures MESFET au GaAs ou MISFET à l'InP peut être envisagées.

Il est tout d'abord possible de réaliser une structure à modulation de surface. Il suffit pour cela de "creuser" la zone N en lieu et place de la grille, sur une profondeur équivalente à l'épaisseur de la zone désertée.

Il est également possible d'obtenir le même effet de limitation du courant en utilisant une zone isolante (toujours en lieu et place de la grille) [40] [43].

Il faut cependant noter que, sur ce type de structures, l'utilisateur perd l'avantage de pouvoir contrôler le mode de fonctionnement par l'intermédiaire de la tension de grille.

Il demeure cependant possible de déposer le contact Schottky de grille au fond de la zone d'épaisseur plus faible, dans le cas des structures à modulation de surface.

D'un point de vue théorique, nous n'avons pas observé de modifications notables des performances hyperfréquences lorsque la structure de type MESFET est

remplacée par une structure à modulation de surface.

D'un point de vue pratique, le choix entre ces différents types de structures ne pourra être effectué qu'en fonction des différentes possibilités de réalisation technologique.

3. QUELQUES CONTRAINTES A CONSIDERER

a) Dissipation thermique

De même que pour les composants de structure mesa, il est nécessaire de minimiser la résistance thermique du composant, afin d'assurer des températures de fonctionnement raisonnables ($T \leq 220^\circ\text{C}$ environ). En ce qui concerne la résistance thermique des composants de structure planar au GaAs, nous nous sommes basés sur les travaux effectués pour les transistors à effet de champ de puissance [45]. A titre d'exemple, nous avons reporté figure 86 l'évolution de la résistance thermique du composant, en fonction de la longueur de la zone active L_{gd} et de l'épaisseur du substrat semi-isolant (courbe extraite de la référence [45]).

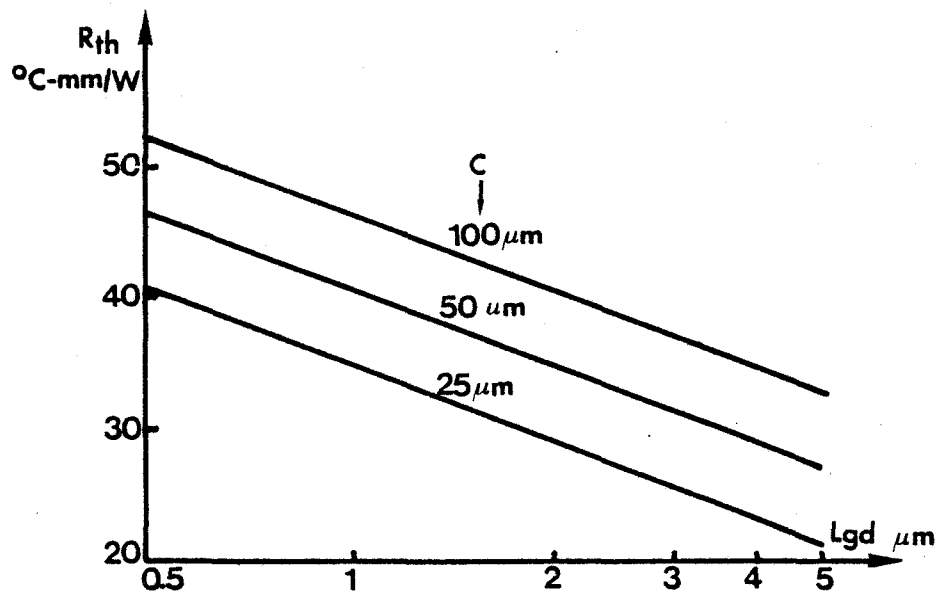


Figure 86 : Evolution de la résistance thermique du composant en fonction de la longueur de la zone active L_{gd} . C est l'épaisseur du substrat semi-isolant. D'après OILORENZO [45].

b) Effets de propagation transverse.

Afin de s'affranchir d'éventuels phénomènes de propagation transverse, il est nécessaire que le développement (ou largeur) de grille Z soit inférieur à $\lambda_g/10$ environ. A 100GHz, nous avons par conséquent considéré des développements de grille de 125 μm , au maximum.

c) Adaptation d'impédance.

De même que pour les composants de structure mesa, il est nécessaire de respecter un niveau d'impédance minimale adaptable [46]. En vue d'une intégration monolithique, ou d'une intégration dans une structure plaquée (type microstrip par exemple), l'impédance minimale adaptable dépend de l'impédance minimale de la section de transformateur garantissant l'existence d'un mode quasi-TEM. La largeur de ligne de la section à basse impédance ne doit pas excéder le quart de la longueur d'onde guidée λ_g , afin d'éviter l'excitation des modes supérieurs (pour que l'approximation quasi-TEM demeure valable).

Nous donnons ci-dessous un exemple numérique dans le cas du GaAs, et pour une fréquence de fonctionnement de 100GHz.

$$\text{GaAs} \quad \epsilon_r \# 12 \quad \epsilon_{\text{reff}} = 9.1 \quad \frac{\lambda_g}{4} = \frac{\lambda_0}{4 \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \# 250\mu\text{m}$$

Impédance minimale réalisable sur substrat de 75 μm : 20 Ω

Impédance minimale adaptable (impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$) : 8 Ω .

Notons en outre que la réactance (capacitive) du composant est une fonction croissante de la longueur de ce dernier et de la tension V_{DS} . L'optimisation devra donc être effectuée en veillant à ce que le niveau de réactance ne soit pas trop important. L'adaptation de l'impédance de composants ayant un coefficient de qualité important (typiquement supérieur à 10) s'avère en effet difficile sur structure plaquée.

4. UNE STRUCTURE POSSIBLE - PERFORMANCES HYPERFREQUENCES ATTENDUES.

Afin d'augmenter les niveaux de puissance hyperfréquence émise, tout en évitant les problèmes de propagation transverse, nous avons choisi d'associer en parallèle plusieurs cellules élémentaires, exactement comme cela est fait pour les transistors à effet de champ.

La figure 87 illustre une implantation possible de plusieurs cellules. Chaque cellule a un développement de grille de 125 μm . L'épaisseur du substrat semi-isolant a été limitée ici à 50 μm , afin de minimiser la résistance thermique du composant. La longueur de grille (ou de modulation de surface) est de 0.5 à 1.5 μm .

La longueur de la zone active proprement dite (entre grille et drain) a été limitée à 3 μm . En effet, le niveau de puissance hyperfréquence émise est une fonction croissante de la longueur du composant et de la tension V_{DS} (illustration figure 88). Naturellement la tension V_{DS} optimale croît également avec la longueur du composant, et il en va de même de la température de fonctionnement. Cette longueur de 3 μm apparaît finalement comme un bon compromis (pour ce niveau de dopage de la zone active) entre le niveau de puissance de sortie, les contraintes thermiques, et les contraintes liées à l'adaptation d'impédance.

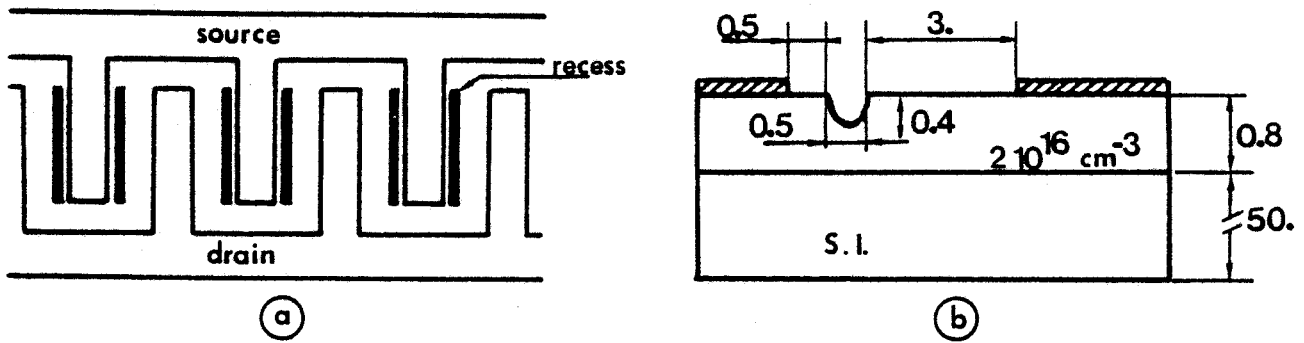


Figure 87 : Mise en parallèles de plusieurs cellules élémentaires (a).
Description d'une cellule de base (b)

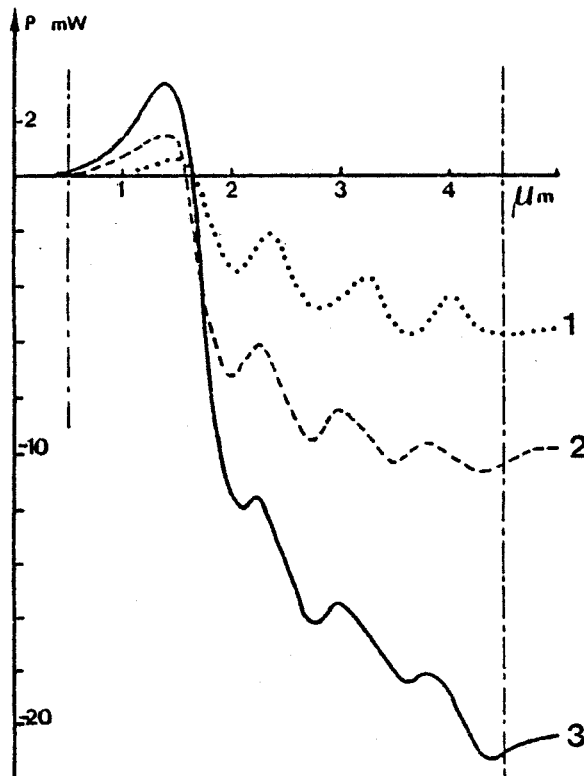


Figure 88 : Evolution de la puissance hyperfréquence générée le long du composant. Influence de la tension de polarisation et du taux de modulation.

$F = 100\text{GHz}$. $L_g = 0.5\mu\text{m}$. $L_{gs} = 0.5\mu\text{m}$. $L_{gd} = 3.0\mu\text{m}$. $Z = 125\mu\text{m}$.
 $H = 0.8\mu\text{m}$. $T \approx 200^\circ\text{C}$. $N = 2 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$. $V_{GS} = -1\text{V}$.

- 1 - $V_{DS} = 12\text{V}$; $m = 40\%$
- 2 - $V_{DS} = 24\text{V}$; $m = 40\%$
- 3 - $V_{DS} = 24\text{V}$; $m = 60\%$

La valeur optimale de la tension de grille pour ce composant est de -1V (mode à couches dipolaires). Cette valeur correspond, pour un composant à modulation de surface ou à implantation de zone isolante à une hauteur effective de passage du courant de 0.35 à 0.40 μm , pour une épaisseur de zone N de 0.8 μm .

Notons enfin que le taux de modulation optimal (V_{HF}/V_{DS}) est dans ce cas voisin de 60%. Cette valeur permet en effet d'obtenir de bons niveaux de puissance de sortie (P_{HF} croît avec m) tout en conservant des niveaux de résistance de sortie suffisants (R_d diminue quand m augmente). Dans ce cas la résistance de sortie présentée par une cellule élémentaire est de -50 Ω (figure 89).

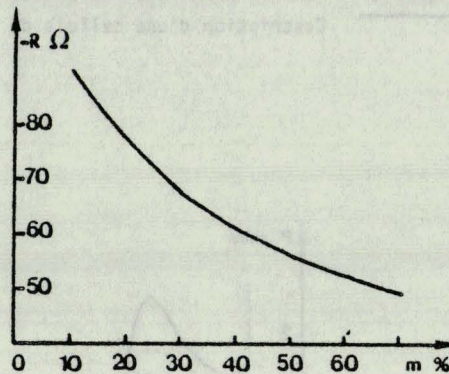


Figure 89 : Evolution de la résistance de sortie présentée par une cellule de base à 100GHz, en fonction du taux de modulation.

$L_g = 0.5\mu\text{m}$. $L_{gs} = 0.5\mu\text{m}$. $L_{gd} = 3.0\mu\text{m}$. $Z = 125\mu\text{m}$. $H = 0.8\mu\text{m}$.
 $N = 210^{16}\text{cm}^{-3}$. $V_{GS} = -1\text{V}$. $V_{DS} = 24\text{V}$.

Nous résumons, dans le tableau ci-dessous, les performances hyperfréquences obtenues avec une cellule élémentaire [47] :

$L_g = 0.5 \text{ à } 1.5\mu\text{m}$	$L_{gs} = 0.5\mu\text{m}$	$L_{gd} = 3.0\mu\text{m}$
$H = 0.8\mu\text{m}$	$N = 210^{16}\text{cm}^{-3}$	$Z = 125\mu\text{m}$
$V_{DS} = 24\text{V}$	$I_o = 23\text{mA}$	$T \sim 200^\circ\text{C}$
$P_{HF} = 20\text{mW}$	$\eta_{HF} = 3.6\%$	
$R = -50\Omega$	$X = -520\Omega$	

La mise en parallèle de cinq cellules élémentaires telles que celle-ci devrait permettre d'obtenir les performances hyperfréquences suivantes :

$P_{HF} \sim 100\text{mW}$	$\eta_{HF} = 3.6\%$
$R = -10\Omega$	$X = -104\Omega$

Il apparaît que ces composants de structure planar à injection contrôlée au GaAs, qui semblent tout à fait réalistes compte tenu de l'état actuel de la technologie, ouvrent des perspectives intéressantes et prometteuses pour les applications moyenne puissance en gamme millimétrique (oscillateur local par exemple).

III. STRUCTURES MESA À HÉTÉROJONCTION $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_{1-y} \text{P}_y / \text{InP}$

Les hétérojonctions du type GaInAs P/InP, bien que ne constituant pas un contact limitant idéal, présentent l'avantage d'être bien maîtrisées d'un point de vue technologique [48]. Elles sont par conséquent reproductibles. D'autre part, la hauteur de barrière de l'hétérojonction, et donc le niveau du courant injecté, peut être contrôlée par l'intermédiaire de la composition de phosphore du composé quaternaire GaInAs P en accord de maille avec l'InP [49]. Il est également possible de diminuer la hauteur de barrière en désadaptant légèrement l'accord de maille vers le GaAs, tout en conservant une hétérojonction ayant de bonnes qualités cristallographiques et électriques [50].

La valeur de la hauteur de barrière à l'interface $\text{Ga}_{0.47} \text{In}_{0.53} \text{As} / \text{InP}$ est couramment admise comme étant de l'ordre de 0.21 à 0.22 eV [50]. Cette hauteur de barrière diminue lorsque l'on introduit le phosphore. En effet, comme l'illustre la figure 90, la hauteur de la bande interdite E_g entre les bandes de valence et de conduction du matériau quaternaire $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_{1-y} \text{P}_y$ est une fonction croissante de la composition de phosphore de ce dernier [49]. Or, la hauteur de barrière à l'interface Ga In As P / InP est directement proportionnelle à la différence $\Delta E_g = E_g(\text{InP}) - E_g(\text{GaInAs P})$.

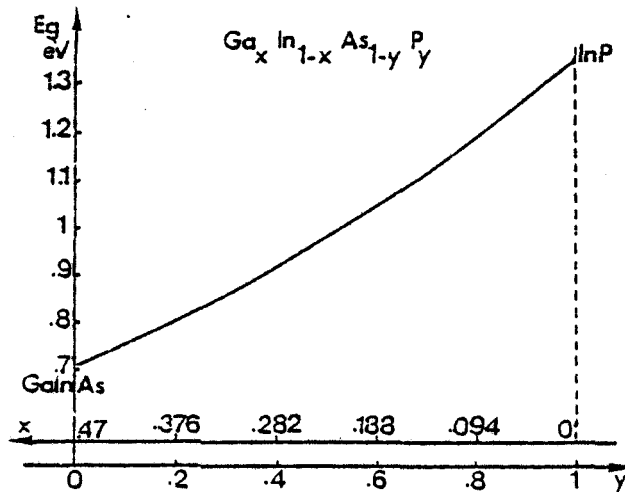


Figure 90 : Hauteur de la bande interdite E_g du matériau quaternaire $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_{1-y} \text{P}_y$, en accord de maille avec l'InP, en fonction de la composition de phosphore. D'après DE JAEGER [49].

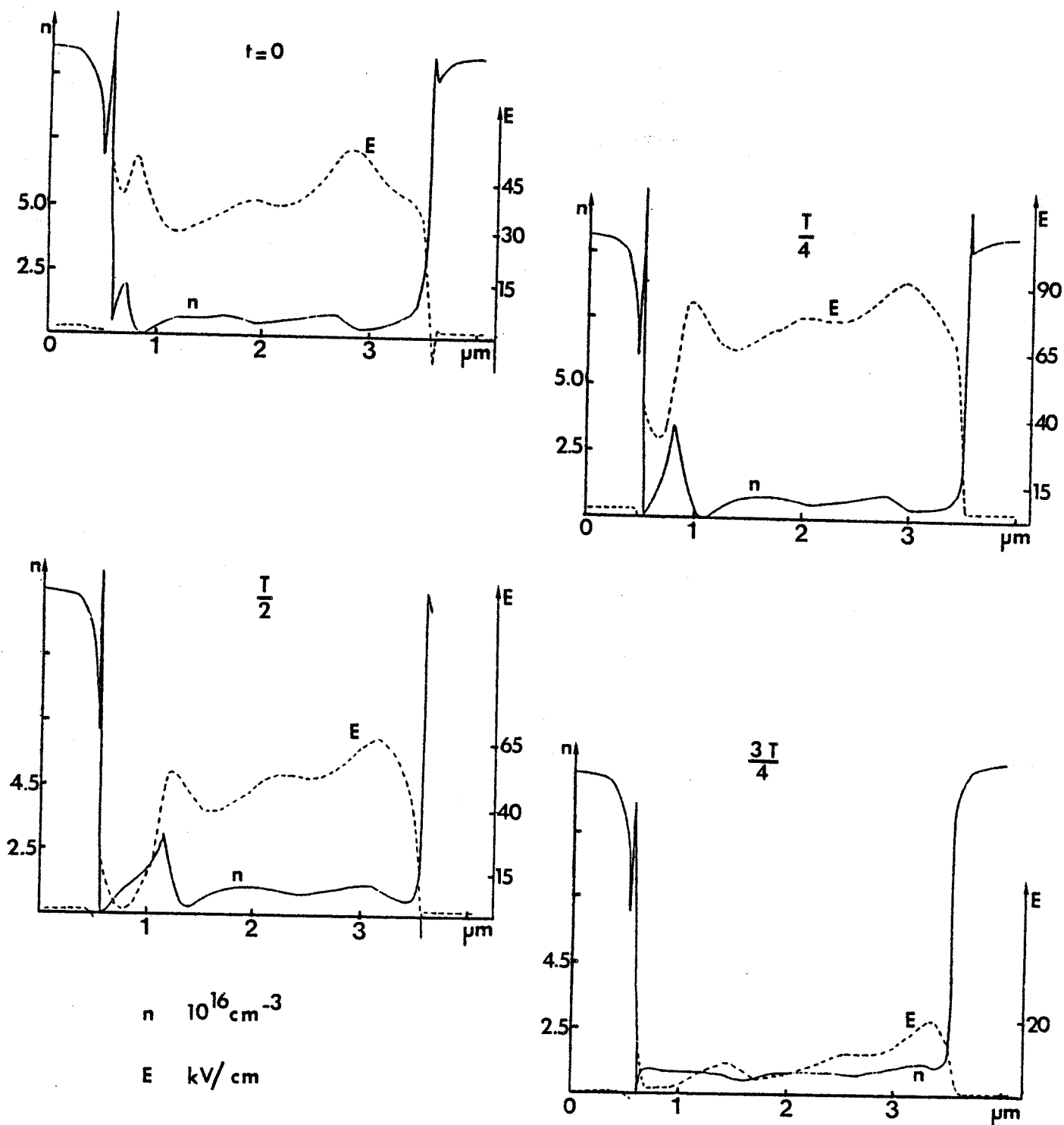


Figure 91 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n et du champ électrique E , à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100GHz . Composant N^+ : GaInAsP/N:InP / N^+ : InP . $\Delta E_C = 0.15\text{eV}$. $L_{gr} = 200 \text{\AA}$. $L = 3.0 \mu\text{m}$. $N_A = 8 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$. $V_0 = 12\text{V}$. $m = 80\%$. $F = 100\text{GHz}$.

Nous avons effectué la simulation de composants à l'InP, à contact de cathode du type hétérojonction GaInAs P / InP. Nous avons observé le même mode de fonctionnement à couches dipolaires que celui décrit précédemment. La figure 91 rappelle les évolutions spatiales de la densité de porteurs libres et du champ électrique dans un composant de 3.0µm de zone active, ayant un niveau de dopage voisin de $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Nous donnons, dans le tableau ci-dessous, quelques résultats typiques obtenus avec ces composants, en fonction de la hauteur de barrière de l'hétérojonction.

V_b (eV)	0.20 ^{**}	0.20 ^{**}	0.19 ^{**}	0.15 ^{***}
L (µm)	5.0	2.5	2.5	3.0
N (cm ⁻³)	$1.6 \cdot 10^{15}$	$2.3 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{15}$
F (GHz)	100	100	100	100
Ø (µm)	35	25	35	35
R _{TH} (°C/W)	80	115	80	80
V _O (V)	23.5	10.5	10.	12.
I _O (mA)	33	15	200	140
T (°C)	80	40	180	160
P _{HF} (mW)	65	15	150	100
η _{HF} (%)	9	10.2	7.5	6.0
Z (Ω)	-2.9 -j64.5	-2.8 -j68	-4 -j60	-3.5 -j40

** hétérojonction abrupte

*** hétérojonction graduelle (L=200Å)

La tension optimale de polarisation, à longueur de zone N fixée, correspond sensiblement à un champ moyen dans tout le composant de 40kV/cm. Cette valeur est plus faible que la valeur optimale déterminée au cours du second chapitre pour le composant infiniment long (voisine de 55kV/cm). Ceci est lié aux conditions aux limites sur le champ électrique à l'interface de cathode. C'est ce qui explique que les niveaux de rendement de conversion émis obtenus sont inférieurs au niveau de rendement de conversion maximal en champ uniforme, à la même fréquence.

Les résultats reportés dans le tableau ci-dessus montrent qu'il est possible d'adapter le couple hauteur de barrière-niveau de dopage à l'application désirée.

Les hauteurs de barrière importantes conduisent en effet à des composants générant peu de puissance hyperfréquence, mais ayant un niveau de rendement de conversion élevé. Inversement, les composants à hauteur de barrière plus faible permettent d'obtenir d'avantage de puissance hyperfréquence, au prix d'une diminution du rendement de conversion émis. Cette dernière est liée à la linéarité de la caractéristique inverse $I(V_a)$ (non idéale) de l'hétérojonction. Si cet aspect de la caractéristique $I(V_a)$ est un inconvénient quant au niveau de rendement de conversion émis, il constitue toutefois un avantage en ce qui concerne la stabilité en température des performances hyperfréquences du composant. En effet, considérons la figure 92, où nous avons représenté les évolutions de la caractéristique inverse $J_0(V_a)$ d'une hétérojonction, en fonction de la température de fonctionnement; nous observons que le mécanisme d'autostabilisation en température (tel que nous l'avons décrit pour les composants à contact Schottky), peut être obtenu sur une plage de température plus importante.

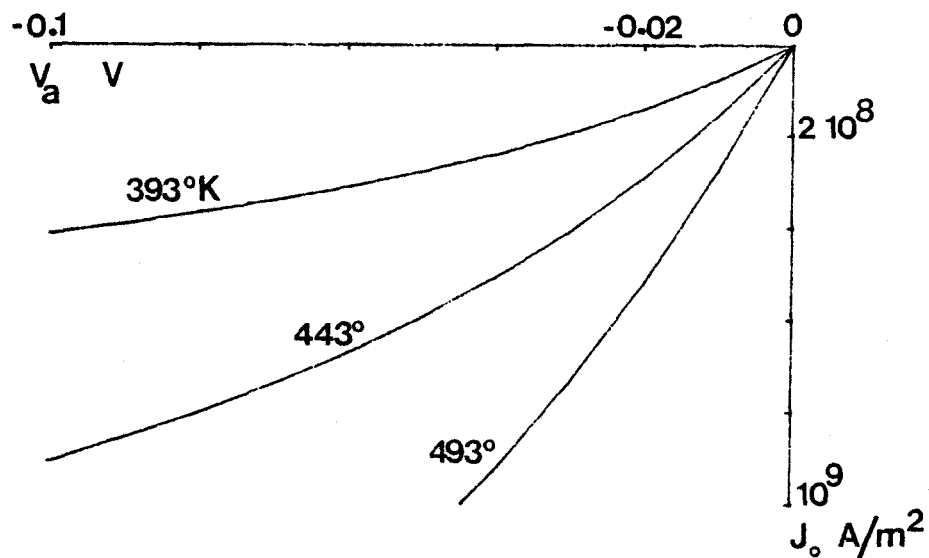


Figure 92 : Evolution de la caractéristique inverse $J_0(V_a)$ d'un contact limitant non idéal (hétérojonction) en fonction de la température de fonctionnement. $V_b = 0.2\text{eV}$.

Ceci a pu être vérifié au niveau des simulations numériques. Par exemple, en ce qui concerne le composant à hétérojonction graduelle décrit dans le tableau ci-dessus, nous avons obtenu des variations relatives de la puissance hyperfréquence émise à 100GHz voisines de $510^{-3}/^{\circ}\text{C}$ pour une variation de température de $\pm 40^{\circ}\text{C}$ autour de 160°C . Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles qui avaient été obtenues pour les composants de structure N^+NN^+ à l'InP.

En résumé, les structures à hétérojonction GaInAs P/ InP apparaissent comme une possibilité très intéressante pour la génération de puissance en gamme millimétrique. Ces structures semblent en effet pouvoir apporter de sensibles améliorations par rapport aux composants classiques de structure N^+NN^+ .

En outre ces structures à hétérojonction GaInAs P / InP pourraient être mises en oeuvre relativement rapidement, étant donné l'état actuel de la technologie des hétérojonctions. De plus la filière InP présente l'avantage d'être compatible

avec les structures optiques, qui connaissent actuellement un grand essor.

CONCLUSION

Cette section ne constitue pas une étude exhaustive des composants à contact de cathode limitant, non plus qu'une étude d'optimisation. Il s'agit plutôt d'une étude prospective au cours de laquelle nous avons, dans un premier temps, et pour chaque structure envisagée, tenté d'identifier les modes de fonctionnement possibles et de chiffrer les performances hyperfréquences émises attendues. Nous avons également tenté de discuter de la faisabilité de ces structures, en tenant compte de l'état actuel de la technologie, et dans l'optique d'une intégration à court terme. Il est bien évident que de nombreux problèmes de réalisation demeurent à résoudre. L'étude théorique, afin de ne pas être vaine, doit maintenant évoluer en parallèle avec l'étude technologique. A cette fin, nous travaillons actuellement en collaboration avec les départements LCR et DHM de la Thomson-CSF, qui étudient ces nouvelles structures. Une partie de l'étude expérimentale devrait également être effectuée au laboratoire.

Notons pour terminer que le point qui reste à résoudre est l'étude des composants de structure planar à l'InP. Cette étude est actuellement en cours. L'étude préliminaire a permis de mettre en évidence certains problèmes. Nous avons déjà mentionné le problème de l'existence de la zone morte et de la longueur de grille. En outre, il apparaît que les performances hyperfréquences des composants de structure planar à l'InP risquent d'être limitées par les contraintes thermiques. Ainsi, si la faisabilité de tels composants semble acquise, leur optimisation en gamme millimétrique n'est pas achevée à l'heure actuelle. Cette étude est actuellement poursuivie, et devrait permettre de résoudre ces problèmes.

CHAPITRE 4 : QUATRIÈME PARTIE

PERFORMANCES DE BRUIT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE.

CHAPITRE 4 : QUATRIÈME PARTIE

PERFORMANCES DE BRUIT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT
ÉLECTRONIQUE

INTRODUCTION	145
I. DESCRIPTION RAPIDE DU DISPOSITIF DE CARACTÉRISATION	145
II. BRUIT DE MODULATION D'AMPLITUDE ET DE MODULATION DE FRÉQUENCE	146
III. DÉTERMINATION THÉORIQUE DU NIVEAU DE BRUIT DE DIFFUSION	150
CONCLUSION	153

PERFORMANCES DE BRUIT DES DISPOSITIFS À TRANSFERT ÉLECTRONIQUE

INTRODUCTION

Au cours de la deuxième partie de ce quatrième chapitre, nous avons donné un certain nombre de résultats expérimentaux. Ces résultats ont été obtenus au laboratoire à l'aide d'un dispositif complet de caractérisation de sources millimétriques, incluant la mesure de bruit de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence près de la fréquence porteuse. Nous avons effectué des mesures sur des diodes Gunn au GaAs de structure $N^+ NN^+$ fonctionnant en régime harmonique au voisinage de 94GHz, ainsi que sur des composants à l'InP, de structure $N^+ NN^+$ également, mais fonctionnant en mode fondamental. Ces composants nous ont été fournis par la THOMSON-CSF. Nous avons également eu l'occasion d'effectuer des mesures de bruit sur des composants $N^+ NN^+$ à l'InP provenant de Plessey Caswell Ltd (Grande-Bretagne) et de Varian Ass. (Etats-Unis).

Nous allons maintenant revenir brièvement sur cet aspect particulier de notre étude. En effet, l'étude (tant expérimentale que théorique) des performances de bruit des dispositifs à transfert électronique ne constitue pas l'essentiel de notre travail.

Cependant, les résultats obtenus présentent tout de même un certain intérêt, dans la mesure où les performances de bruit constituent un critère fondamental du choix d'un composant pour de nombreuses applications (oscillateur local notamment).

1. DESCRIPTION RAPIDE DU DISPOSITIF DE CARACTERISATION.

La figure 93 représente un schéma synoptique du dispositif de caractérisation de sources millimétriques qui a été mis en oeuvre au laboratoire. La description de ce banc de mesure a déjà été effectuée en détail par ailleurs [51] et ne constitue pas l'objet de notre propos. Par conséquent nous n'y reviendrons que très brièvement.

La section de caractérisation des performances de fréquence, puissance et rendement est tout à fait classique. La mesure de la fréquence d'oscillation est effectuée directement sur un ondemètre étalonné dans la bande 75-110GHz. La mesure de la puissance hyperfréquence est effectuée quant à elle par l'intermédiaire d'une tête bolométrique à réponse rapide et lecture directe entre 89 et 99GHz. En dehors de cette bande de fréquence, la mesure s'effectue à l'aide d'un calorimètre sec à réponse plus lente, mais couvrant toute la bande 75-110GHz.

La technique de mesure de bruit utilisée est une méthode hétérodyne à un seul oscillateur, qui dérive de celle décrite par ONDRIA [52], puis améliorée par ASHLEY [53]. La mesure de bruit proprement dite est effectuée en bande centimétrique (3.7-4.2GHz).

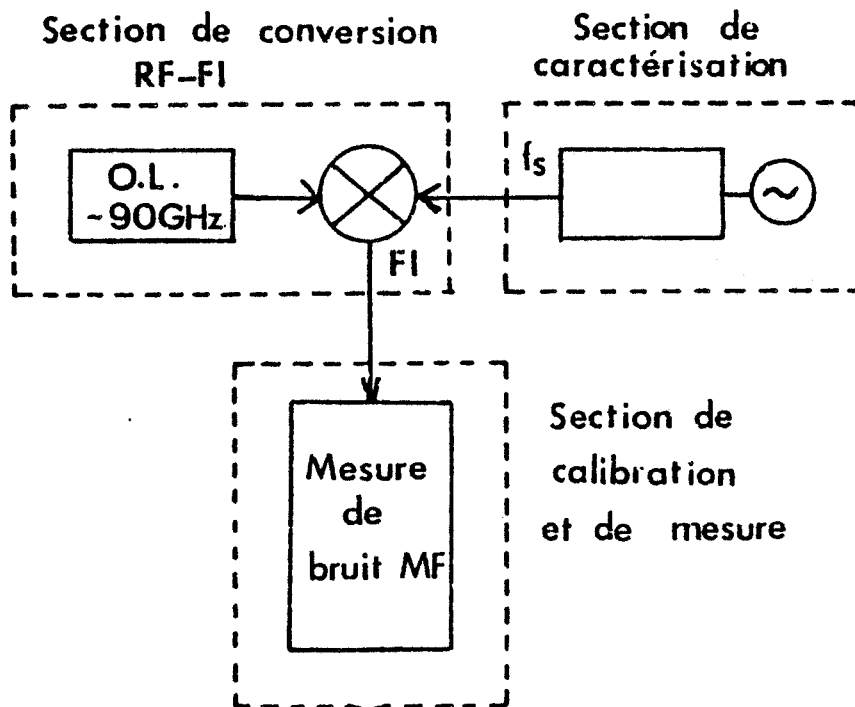


Figure 93: Schéma de principe du dispositif de caractérisation de sources millimétriques (puissance, rendement, fréquence bruit de modulation de fréquence, bruit de modulation d'amplitude).

Le signal issu de la source à caractériser est donc transposé dans cette bande centimétrique. La source stable utilisée dans cette section de conversion est constituée d'un oscillateur à quartz thermostaté délivrant un signal à 4095MHz. Ce signal alimente l'entrée d'un multiplicateur de fréquence par 11, en un seul étage, à diode à avalanche [54]. Le signal de sortie du multiplicateur de fréquence, à 45.045GHz, alimente l'entrée OL d'un mélangeur harmonique équilibré.

2. BRUIT DE MODULATION D'AMPLITUDE ET DE MODULATION DE FREQUENCE.

La figure 94 illustre les résultats typiques obtenus avec des composants à transfert électronique de structure $N^+ NN^+$ au GaAs (régime harmonique) et à l'InP (mode fondamental), ainsi qu'avec des composants de type IMPATT, au silicium. Nous y avons reporté les évolutions du rapport de la puissance de bruit de modulation de fréquence à la puissance à la fréquence porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1Hz, et pour une simple bande latérale, soit :

$$10 \log_{10} \left(\frac{P_{MF}}{P_o} \right) \text{ en dBc / Hz SSB}$$

et ce dans la bande de base : 0 - 25KHz.

1 - Gunn InP
 $P_o = 4.5mW$
 $Q_{ext} = 32$

2 - Gunn InP
 $P_o = 20mW$
 $Q_{ext} = 103$

3 - Gunn InP
 $P_o = 9mW$
 $Q_{ext} = 307$

4 - Gunn InP
 $P_o = 3.5mW$
 $Q_{ext} = 2195$

5 - Gunn GaAs
 $P_o = 3mW$

6 - IMPATT Si DDR
 $P = 90mW$
 $Q_{ext} = 50$

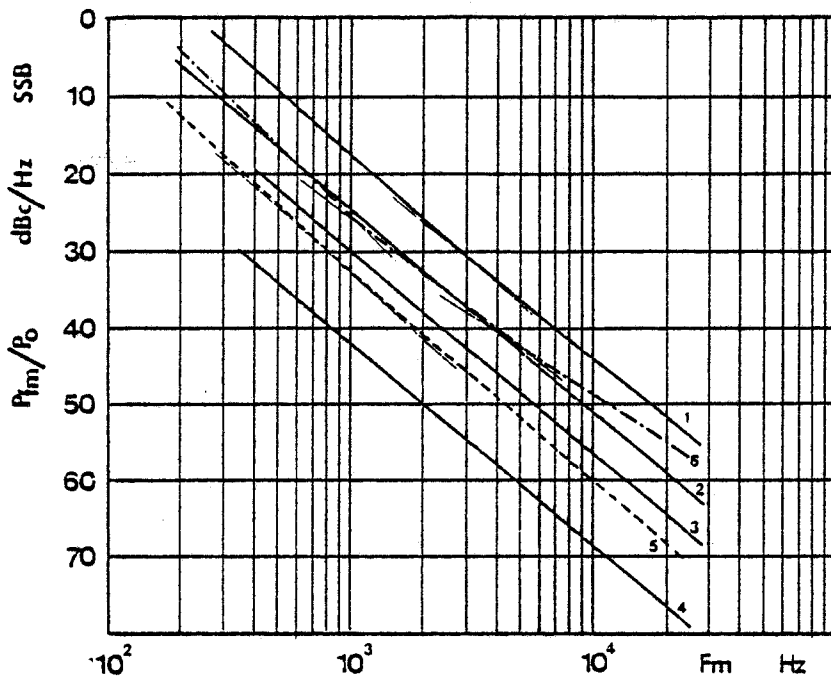


Figure 94 : Bruit de modulation de fréquence dans la bande de base : évolution du rapport de la puissance de bruit de modulation de fréquence à la puissance à la fréquence porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1Hz, pour une simple bande latérale.

1 - Gunn InP
 $P_o = 10mW$
 $Q_{ext} = 250$

2 - Gunn GaAs
 $P_o = 5mW$

3 - IMPATT Si DDR
 $P_o = 90mW$
 $Q_{ext} = 50$

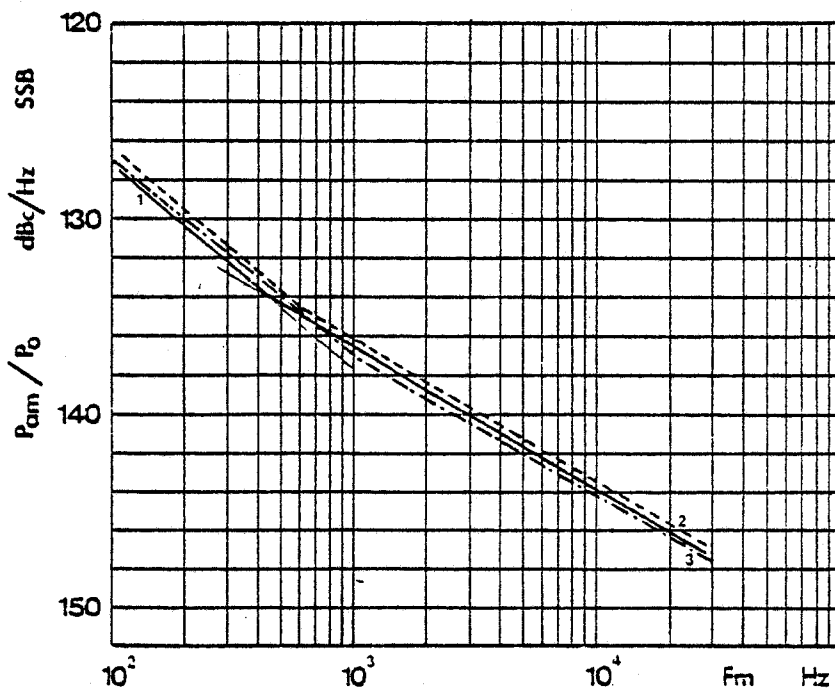


Figure 95 : Bruit de modulation d'amplitude dans la bande de base : évolution du rapport de la puissance de bruit de modulation d'amplitude à la puissance à la fréquence porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1Hz, pour une simple bande latérale.

La figure 95 est analogue à la précédente mais en ce qui concerne le bruit de modulation d'amplitude cette fois, soit :

$$10 \log_{10} \left(\frac{P_{MA}}{P_0} \right) \text{ en dBc / Hz SSB}$$

Ces évolutions sont tout à fait typiques des résultats couramment observés sur des dispositifs à transfert électronique, à savoir :

$$\frac{P_{MF}}{P_0} \# - 60 \text{ dBc/Hz à } 10 \text{ KHz de la fréquence porteuse}$$

$$\frac{P_{MA}}{P_0} \# - 140 \text{ dBc/Hz à } 10 \text{ kHz de la fréquence porteuse.}$$

Nous constatons de plus que le rapport de la puissance de bruit de modulation de fréquence à la puissance à la fréquence porteuse accuse une décroissance de 9dB par octave lorsque l'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse augmente. Cette évolution exprime la contribution du bruit en $1/f$, qui est prédominant près de la fréquence porteuse. Ces résultats sont en très bon accord avec les nombreux résultats expérimentaux publiés par ailleurs [11][22][55].

En ce qui concerne l'oscillateur à diode à avalanche et temps de transit, nous constatons que le rapport de la puissance de bruit à la puissance à la fréquence porteuse décroît avec une pente variant de 9 à 6dB par octave. Lorsque la pente devient égale à 6dB/octave, alors le bruit de modulation de fréquence présente une contribution constante.

Nous voyons donc en comparant les évolutions des courbes de la figure 94, que le bruit en $1/f$ se manifeste dans une bande de fréquence modulante plus importante dans le cas des oscillateurs à transfert électronique.

Il est commode de traduire "mathématiquement" la contribution du bruit en $1/f$ par l'intermédiaire de l'excès de bruit par rapport au bruit thermique M de la façon suivante [22]:

$$M = M_0 \left(1 + \frac{f_\alpha}{f_m} \right)$$

où M_0 représente l'excès de bruit par rapport au bruit thermique loin de la fréquence porteuse ($f_m \gg f_\alpha$),

f_m l'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse,

f_α la fréquence de transition.

La puissance de bruit s'exprime quant à elle par :

$$P = MkT_0B$$

où T_0 est la température ambiante,
 B est la bande de fréquence considérée.

La rapport de la puissance de bruit à la puissance de bruit thermique s'exprime par :

$$\frac{M kT_0B}{kT_0B} = \frac{T_e}{T_0}$$

où T_e est la température équivalente de bruit.

Cette puissance de bruit intrinsèque au composant, $P = MkT_0B$, est ensuite à l'origine du bruit de modulation de fréquence et du bruit de modulation d'amplitude, qui dépendent de la puissance de sortie P_0 de l'oscillateur, de la fréquence f_0 d'oscillation, et du coefficient de qualité externe Q_{ext} du circuit.

Le rapport de la puissance de bruit de modulation de fréquence à la puissance à la fréquence porteuse, dans une bande d'analyse de 1Hz, peut s'exprimer en fonction de M [22] :

$$\frac{P_{MF}}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{MkT_0}{P_0} \left(\frac{f_0}{Q_{ext} f_m} \right)^2$$

De même en ce qui concerne le bruit de modulation d'amplitude [22] :

$$\frac{P_{MA}}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{MkT_0}{P_0} \frac{1}{\left(\frac{S}{2}\right)^2 + \left(\frac{Q_{ext} f_m}{f_0}\right)^2}$$

où S est défini par : $S = \left(\frac{\partial R}{\partial I_{RF}} \right)_{I=I_0}$

(souvent appelé coefficient de non linéarité ou de saturation du composant).
 L'obtention d'une puissance de sortie P_0 optimale correspond généralement à $s \approx 2$.

Nous constatons aisément que la mesure expérimentale du bruit de modulation de fréquence et du coefficient de qualité Q_{ext} du circuit nous donne accès à l'excès de bruit par rapport au bruit thermique M_0 , ainsi qu'à la fréquence de transition f_a .

Nous avons calculé ces valeurs dans le cas présenté figure 94 d'un composant à l'InP, et pour le composant à avalanche et temps de transit. Nous obtenons :

- oscillateur à diode gunn InP :

$$M_o \# 26 \text{ à } 35\text{dB} \quad f_{\alpha} \# 15\text{kHz}$$

- oscillateur à diode IMPATT au Silicium à deux zones de transit :

$$M_o \# 42\text{dB} \quad f_{\alpha} \# 1 \text{ à } 2\text{kHz}.$$

Les valeurs de M_o obtenues ici sont tout à fait typiques des nombreuses mesures que nous avons effectuées. En ce qui concerne la valeur de la fréquence de transition f_{α} des composants à transfert électronique à l'InP, nous avons relevé une dispersion relativement importante (de 10 à 50kHz environ). Nous attribuons cette caractéristique au fait que les composants que nous avons testés faisaient partie des premiers lots fabriqués, pour lesquels il demeurait un certain nombre de problèmes technologiques à résoudre.

En ce qui concerne les composants au GaAs nous ne pouvons remonter aisément à la valeur de l'excès de bruit par rapport au bruit thermique M_o , puisque nous ne pouvons définir le coefficient de surtension Q_{ext} d'un composant fonctionnant en régime harmonique.

L'intérêt de cette formulation des niveaux de bruit de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence, basée sur la définition de l'excès de bruit par rapport au bruit thermique M_o , est qu'il est possible, indépendamment des expressions précédentes, d'établir une relation théorique entre cette grandeur M_o et les grandeurs physiques microscopiques régissant le fonctionnement du composant. Il est ainsi possible d'effectuer une comparaison théorie expérience.

3. DETERMINATION THEORIQUE DU NIVEAU DE BRUIT DE DIFFUSION

Il ressort des nombreuses études théoriques consacrées au bruit, que la valeur minimale de l'excès de bruit par rapport au bruit thermique, c'est à dire la valeur de M_o , est essentiellement liée au niveau de bruit de diffusion. Ce dernier est lié aux fluctuations de vitesse des porteurs dans le composant [56]. Il existe différents formalismes permettant d'exprimer la densité spectrale de bruit de diffusion. Nous en retiendrons deux principalement, plus particulièrement adaptés à notre étude.

Le premier formalisme, plus connu sous le nom de "méthode du champ d'impédance", permet d'établir une expression de la source de courant de bruit équivalente [57]:

$$\langle i^2 \rangle = \int_0^L S \frac{4\sigma^2}{L^2} D(x) n(x) dx$$

S est la section du composant

L est la longueur.

D est le coefficient de diffusion de bruit,
 n est la densité de porteurs libres.

Dans ce cas M_0 est défini par :

$$M = \frac{\langle i^2 \rangle}{4kT_0} = \frac{R_d^2 + X_d^2}{|R_d|}$$

où (R_d , X_d) est l'impédance du composant.

Le deuxième formalisme définit quant à lui une température équivalente de bruit [58][59] :

$$\langle i^2 \rangle = \int_0^L S \frac{4g}{L^2} kT_e \mu(x) n(x) dx$$

ou encore

$$\langle i^2 \rangle = \int_0^L S \frac{4g}{L^2} kT'_e \mu'(x) n(x) dx$$

où μ est la mobilité : $\mu = \frac{v}{E}$

μ' est la mobilité différentielle : $\mu' = \frac{dv}{dE}$

L'excès de bruit par rapport au bruit thermique est alors défini par :

$$M_0 = \frac{P}{P_0}$$

Van der Ziel a montré que ces deux définitions de la température équivalente de bruit étaient équivalentes [60] .

Nous avons utilisé ces deux méthodes pour tenter d'obtenir un ordre de grandeur théorique de M_0 .

Dans le premier cas, nous avons considéré un coefficient de diffusion de bruit dépendant de l'énergie moyenne des porteurs $D(\epsilon)$ [61], que nous avons déduit des évolutions $D(E)$ et $E(\epsilon)$ obtenues par des simulations de type Monte-Carlo en régime statique stationnaire.

En ce qui concerne la deuxième méthode, nous avons simplement utilisé la température électronique $T(\epsilon)$ [62][63]. Rappelons en effet que nous disposons de cette grandeur dans notre simulation numérique (cf. chapitre 1).

Nous avons appliqué ces deux méthodes dans le cas des composants de

structure $N^+ NN^+$, au GaAs et à l'InP, fonctionnant en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit, au voisinage de 100GHz. Les deux formalismes ont conduit à des valeurs sensiblement égales de M_0 .

Nous donnons ci-dessous les résultats typiquement obtenus :

<u>GaAs</u>	: L= 1.1 μ m	N= 210^{16} cm ⁻³	T= 450°K
	V_0 = 4.0V	F= 100GHz	$M_0 \approx 27-28$ dB
<u>InP</u>	: L= 1.0 μ m	N= 210^{16} cm ⁻³	T= 500°K
	V_0 = 5.0V	F= 100GHz	$M_0 \approx 27-28$ dB

Nous voyons que ces résultats sont en bon accord avec ceux publiés par ailleurs [22][59]. En outre, les résultats obtenus sur les composants à l'InP sont en accord très satisfaisant avec les résultats expérimentaux.

Nous avons également effectué des simulations de composants à l'InP de structure $N^+N^-N^+NN^+$ ou encore N^+PNN^+ (tels que ceux décrits en annexe), fonctionnant également en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit au voisinage de 100GHz. Là encore nous avons obtenu une valeur de M_0 voisine de 28dB. C'est dire que les structures à modulation de dopage ne semblent pas présenter d'intérêt pour l'amélioration des performances de bruit des sources à transfert électronique en gamme millimétrique.

Cette observation diffère de celle à laquelle on aurait pu s'attendre d'après les résultats couramment obtenus en gamme centimétrique [34][35][36]. En fait, ces structures à modulation de dopage sont essentiellement réservées aux fréquences plus basses, aux composants pour amplification. Les composants ainsi obtenus ont un mode de fonctionnement totalement différent du mode fondamental que nous utilisons pour la génération de puissance en gamme millimétrique. En particulier, il n'y a pas de transit d'instabilités de charge d'espace dans ce type de composants. La répartition spatiale du champ électrique est donc tout à fait différente dans les deux cas envisagés. En fait les composants à modulation de dopage destinés à générer de la puissance à 100GHz fonctionnent de façon tout à fait analogue aux composants à profil de dopage plat (cf.annexe 1), ce qui explique les valeurs sensiblement égales obtenues pour M_0 .

Remarque.

Nous avons également calculé la valeur de M_0 dans le cas des composants longs à contact de cathode de type limitant, fonctionnant en mode à couches dipolaires. Notons bien que nous n'avons considéré que la contribution de M_0 due au bruit de diffusion dans la zone active N du composant, puisque nous ne savons pas déterminer la contribution de M_0 due au contact de cathode (contact Schottky ou hétérojonction).

Pour ces composants, la valeur de M_0 obtenue est sensiblement plus importante que pour les composants de type $N^+ NN^+$, puisque typiquement voisine de 32 à 33dB pour un composant à l'InP de 2.5 μ m de zone active N. Cette valeur plus élevée de M_0 est à attribuer à la longueur plus importante du composant. Notons cependant que ce type de composants n'aura pas forcément des performances de bruit

de modulation de fréquence moins bonnes que les composants de structure $N^+ NN^+$. En effet, ces composants longs présentent un coefficient de qualité propre supérieur à celui des composants de structure $N^+ NN^+$ (typiquement 8 à 10 au lieu de 1 à 3). Si donc nous nous plaçons dans l'hypothèse la plus simple d'un circuit qui adapte l'impédance du composant avec $Q_{\text{ext}} = Q_d$, nous pouvons espérer, améliorer les performances de bruit de plus de 5dB, toutes choses étant égales par ailleurs.

CONCLUSION

Rappelons que notre but n'était pas ici d'effectuer une étude exhaustive des performances de bruit théoriques des composants à transfert électronique. Nous avons simplement voulu mettre en évidence le type de paramètres auxquels nous avons accès par la mesure ainsi que les différentes corrélations possibles avec la théorie.

Nous désirions également connaître le degré d'approximation effectué lors de l'approche analytique du bruit de diffusion.

Il apparaît que les méthodes couramment utilisées en gamme centimétrique donnent encore des résultats acceptables et réalistes en présence de phénomènes de dynamique électronique non stationnaire, à condition de tenir compte du retard des variations temporelles de l'énergie par rapport à celles du champ électrique (c'est à dire considérer $D(\epsilon)$ et $T(\epsilon)$ au lieu de $D(E)$ et $T(E)$).

RECAPITULATION

Génération directe dans les fenêtres
des 94 et 140GHz.

Structures mesa

matériau	type d'injection	niveau P_{HF}	niveau η_{HF}	Avantages	Inconvénients
GaAs	N^+ / N	moyen	moyen	simplicité maîtrise techno	140GHz impossible
InP	N^+ / N	bon	moyen	simplicité	
InP	SCHOTTKY	bon	bon		reproductibilité Q élevé
InP	GaInAsP/InP	bon	bon	-maîtrise techno -compatibilité intégration composants opto.	Q élevé

Structures planar

GaAs	limitant	bon	moyen	-intégration -simplicité -technoFET	Q élevé 140GHz impossible
InP	limitant	?	?	-intégration -compo.opto.	Pbs ther- miques

P_{HF} : moyen $\leq 100mW$
bon $> 100mW$

η_{HF} moyen $\leq 4\%$
bon $> 4\%$

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND
"Etude et optimisation de diodes Gunn InP de structure N⁺NN⁺ en gamme millimétrique"
 Rapport intermédiaire de contrat DRET n°83/110. Juillet 1984, Lille.
- [2] F.AZAN, C.BRYLINSKI, G.COLOMER, G.DEVOL, J.P.DUCHEMIN, S.HERSEE, J.P.HIRTZ,
 J.LACOMBE, D.LECHEVALIER, D.OSSELIN, M.A.POISSON, M.RAZEGHI, P.THEBAULT
Diodes Gunn InP oscillant à 94GHz
 Rapport final de contrat DRET. Juillet 1984. THOMSON-CSF. ORSAY.
- [3] R.H.COX, H.STRACK
"Ohmic contacts for GaAs devices"
 Solid-State Elect., vol.10, n°12, Déc.1967, pp.1213-1218.
- [4] F.MYERS, I.G.EDDISON, I.DAVIES, D.M.BROOKBANKS
 Plessey Research (Caswell) Ltd, Grande-Bretagne
 Communication privée.
- [5.a] S.KNIGHT
"Heat flow in N⁺⁺ - N - N⁺ epitaxial GaAs bulk effect devices"
 Proc.IEEE, vol.55, n°1, jan.1967, pp.112-113.
- [5.b] B.C.DELOACH
"Thin skin IMPATTs"
 IEEE Micr.Th.Tech, vol.MTT-18, n°1, jan.1970, pp.72-74.
- [6] F.B.FANK, J.D.CROWLEY, M.C.BUSWELL, C.HANG, P.H.WOLFERT,
 D.TRINCALI, L.Y.CHING
"High efficiency InP millimeter-wave oscillators and amplifiers"
 14th EuMC, Sept.10-13th 1984, Liège, Belgium
 Proc.of the 14th EuMC, pp.575-580.
- [7] I.G.EDDISON, I.DAVIES, D.M.BROOKBANKS
"Indium phosphide proves itself for millimeter applications"
 Micr.Syst.News., Feb.1982, pp.91-96.
- [8] B. FANK
"Indium phosphide mm-wave devices and components"
 Microwave Journal, April 1984, pp.95-101.
- [9] Y.Y.ZHAO, C.J.WEI, H.BENEKING
"Transferred-electron oscillations in In_{0.53}Ga_{0.47}As"
 Elect.Lett., vol.18, N°19, Sept.1982, pp.835-836.
- [10] A.DERYCKE
 Thèse d'Etat, à paraître
- [11] J.G.ONDRIA
"Wide-band mechanically tunable W-band CW Gunn oscillator"
 AGARD Conference Proceedings n°245, millimeter and submillimeter wave
 propagation and circuits, Munich, Frg. Sept.4-8, 1978.

- [12] K.H.DORING, E.SEEBALD
"High transformation ratio for impedance matching with a radial line"
 Elect.Lett., vol.16, n°1, Jan.1980, pp.50-51
- [13] W.H.HAYDL
"Harmonic operation of GaAs millimeter wave transferred-electron oscillators"
 Elect.Lett., vol.17, Oct.1981, pp.825-826.
- [14] J.SIEGENTHALER
"U - Band Gunn oscillator rivals IMPATT performance"
 Microwaves, May 1982, pp.139-141.
- [15] C.P.JETHWA, R.L.GUNSHOR
"Circuit characterization of waveguide-mounted gunn-effect oscillators"
 Elect.Lett., vol.7, n°15, July 1971, pp.433-436.
- [16] R.N.BATES
"Determination of resonant frequency for 2nd-harmonic-mode millimetre-wave transferred-electron oscillators"
 Elect.Lett., vol.18, n°5, March 1982, pp.198-199.
- [17] K.KUROKAWA
"The single-cavity multiple-device oscillator"
 IEEE Trans. Th.Tech., vol.MTT-19, n°10, Oct.1971, pp.793-801.
- [18] M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND
"Optimum design of N^+NN^+ InP devices in the millimeter wave range- Frequency limitation- RF performance"
 IEEE Elect.Dev.Lett., vol.EDL-4, n°5, May 1983, pp.135-137.
- [19] R.BOSCH, H.W.THIM
"Computer simulation of transferred-electron devices using the displaced maxwellian approach"
 IEEE Trans.Elect.Dev., Vol.ED-21, n°1, Jan.1974, pp.16-25.
- [20] D.JONES, H.D.REES
"Electron-relaxation effects in transferred-electron devices revealed by a new simulation method"
 Elect.Lett., vol.8, n°14, July 1972, pp.363-364.
- [21] M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND, A.CAPPY, E.CONSTANT, G.SALMER
"Theoretical contribution to the design of millimeter wave TEO's"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-30, n°3, March 1983, pp.223-229.
- [22] S.HAMILTON
"FM and AM noise in microwave oscillators"
 Microwave journal, June 1978, pp.105-109.
- [23] M.R.FRISCOURT
"Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique"
 Thèse Docteur-Ingénieur, Lille, Avril 1982.
- [24] J.W.TULLY
"Monte Carlo simulation of millimeter-wave gunn-effect relaxation oscillator"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-30, n°6, June 1983, pp.566-571.

- [25] D.JONES. H.D.REES
"Accumulation transit mode in transferred-electron oscillators"
 Elect.Lett., vol.8, n°23, Nov.1972, pp.566-567.
- [26] F.B.FANK
"InP emerges as near-ideal material for prototype millimeter-wave devices"
 Micr.Syst.News, Feb.1982, pp.59-72.
- [27] B.F.VAN DER HEYDEN
"Design of stable, very low noise, cavity-stabilized IMPATT oscillators for C Band"
 IEEE Trans.Micr.Th.Tech., vol.MTT-25, n°4, April 1977, pp.318-323.
- [28.a] D.JONES, H.D.REES
"Transit modes of InP transferred-electron devices"
 Elect.Lett., vol.11, n°1, Jan.1975, pp.13-14.
- [28.b] Dictionnaire des difficultés de la langue française Editions Larousse
"Verbes transitifs et intransitifs employés pronominalement"....
- [29] M.A.di FORTE-POISSON, C.BRYLINSKI, G.COLOMER, D.OSSELIN, S.HERSEE,
 J.P.DUCHEMIN, F.AZAN, D.LECHEVALLIER, J.LACOMBE
"High-power high-efficiency LP-NOGVD InP gunn diodes for 94GHz"
 Elect.Lett., vol.20, n°25/26, Dec.1984, pp.1061-1062.
- [30] W.KOWALSKY, A.SCHLACHETZKI
"Transferred-electron effect in $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ "
 Elect.Lett., vol.19, n°6, March 1983, pp.189-190.
- [31] Y.TAKEDA, N.SHIKAGAWA, A.SASAKI
"Transferred-electron oscillation in InGaAs"
 Solid-State Elect., Vol.23, 1980, pp.1003-1005.
- [32] H.BARTH
"A wide-band, backshort-tunable second harmonic W-band gunn oscillator"
 Proc.IEEE MTT-S, 1981.
- [33] R.CHARLTON, G.S.HOBSON
"The effect of cathode-notch doping profiles on supercritical transferred-electron amplifiers"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-20, n°9, Sept.1973, pp.812-817.
- [34] J.MAGARSHACK, A.RABIER, R.SPITALNIK
"Optimum design of transferred-electron amplifier devices in GaAs"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-21, n°10, Oct.1974, pp.652-654.
- [35] J.E.SITCH
"Computer modeling of low-noise indium-phosphide amplifiers"
 Elect-Lett., Vol.10, March 1974, pp.74-75.
- [36] H.KROEMER
"The gunn-effect under imperfect cathode boundary conditions"
 IEEE Trans.Elect.Dev., vol.ED-15, n°11, Nov.1968, pp.819-837.

- [37] J.D.CROWLEY, J.J.SOWERS, B.A.JANIS, F.B.FANK
"High efficiency 90GHz InP Gunn oscillators"
 Elect.Lett., vol.16, n°18, Aug.1980, pp.705-706
- [38] K.W.GRAY, J.E.PATTISON, H.D.REES, B.A.PREW, R.C.CLARKE, L.D.IRVING
"InP microwave oscillators with 2-zone cathodes"
 Elect.Lett., vol.11, n°17, Aug.1975, pp.402-403.
- [39] K.W.GRAY, J.E.PATTISON, H.D.REES
 Transferred-electron devices
 U.S.Patent, Nov.22, 1983, n°4,417,261.
- [40] K.J.SLEGER, B.E.SPIELMAN, R.E.NEIDERT, H.B.DIETRICH, A.CHRISTOU,
 R.L.HENRY, G.S.BISHOP, J.F.WELLER
"InP monolithic integrated circuits for mm-wave applications "
 Microwave journal, May 1984.
- [41] R.KUCH and Al
"A planar Gunn diode with an injection limiting FET cathode contact"
 Int.Symp. on GaAs and related compounds, Japan, 1981.
- [42] G.RIEDER, H.THIM, R.KUCH, K.LUBKE
*"Numerical and experimental study of a GaAs transferred-electron device without
 transit time limitation"*
 AEU, 5/6, 1983, pp.217-222.
- [43] S.C.BINARI, B.E.THOMPSON, H.L.GRUBIN
"Self-aligned notched planar InP transferred-electron oscillators"
 IEEE Elect.Dev.Lett., vol.EDL-6, n°1, Jan.1985, pp.22-24.
- [44] A.CAPPY
"Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique"
 Thèse 3^eCycle, Lille I, Juin 1981.
- [45] J.V.DILORENZO and D.D.KHANDELWAL
"GaAs FET principles and technology"
 Dedham, M.A : Artech House, 1982.
- [46] R.E.NEIDERT, S.C.BINARI
"mm-wave passive components for monolithic circuits"
 Microwave Journal, April 1984.
- [47] P.A.ROLLAND, A.CAPPY, M.R.FRISCOURT
"GaAs monolithic transferred-electron devices for millimeter-wave applications"
 Proc. MTT-S, Saint Louis, MO, June 1985.
- [48] M.RAZEGHI, G.BEUCHET, D.LEGUEN, P.THEBAULT, J.P.DUCHEMIN
"Etude et caractérisation de l'hétérojonction Ga_{0.47}In_{0.53}As/ InP pour diodes IMPATT"
 Rapport de contrat DRET n°81.34.552, Avril 1983.
- [49] R.CHIN, N.HOLONYAK, R.M.KOLBAS, J.A.ROSSI, D.L.KEUNE, W.O.GROVES
"Single thin-active-layer visible-spectrum InGaPAs heterostructure lasers"
 J.Appl.Phys., vol.49, n°4, April 1978, pp.2551-2556.

- [50] THOMSON-CSF, LCR,
Communication privée.
- [51] P.A.ROLLAND, M.R.FRISCOURT, E.PLAYEZ, G.SALMER, E.CONSTANT
*"Dispositif de caractérisation et de mesure de bruit de modulation d'amplitude
et de modulation de fréquence de sources millimétriques dans la fenêtre des 94GHz"*
Rapport final de contrat DRET n°79/357
- [52] J.G.ONDRIA
"A microwave system for measurements of AM and FM noise spectra"
IEEE Trans.Microw. Th and Tech., vol.MTT-16, n°9, Sept.1968,pp.767-781.
- [53] J.R.ASHLEY, T.A.BARLEY, G.J.RAST
"The measurement of noise in microwave transmitter"
IEEE Trans.Microw.Th. and Tech., vol.MTT-25, n°4, Ap. 1977, pp.294-317.
- [54] P.A.ROLLAND
*"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet
d'avalanche dans un semiconducteur"*
Thèse d'Etat, Lille I, Décembre 1978.
- [55] H.R.GNERLICK, J.G.ONDRIA
"A new look at noise in TEO's"
IEEE Trans.Microw.Th.Techn., vol.MTT-25, 1977, pp.977-981.
- [56] W.SCHOCKLEY, J.A.COPELAND, R.JAMES
"Quantum theory of atoms, molecules and Solid state"
Academic Press, New York, 1966.
- [57] P.HESTO, J.C.VAISSIERE, D.GASQUET, R.CASTAGNE, J.P.NOUGIER
"A suggestion of noise experiment for showing ballistic transport"
Journal de Physique, Colloque C7, supp. au n°10, tome 42
oct.1981, pp.235-241.
- [58] A.VAN DER ZIEL
"Thermal, shot, diffusion and 1/f noise in GaAs devices"
Noise in Physical Systems and 1/f noise.
- [59] M.P.SHAW, H.L.GRUBIN, P.R.SOLOMON
"The Gurn-Hilsam effect"
Academic Press, 1979.
- [60] A.VAN DER ZIEL
"Equivalent temperature of hot electrons"
Solid-State Elect., vol.23, 1980, pp.1035-1036.
- [61] B.CARNEZ, A.CAPPY, R.FAUQUEMBERGUE, E.CONSTANT, G.SALMER
"Noise modeling in submicrometer-gate FET's"
IEEE Trans.Elect.Dev., Vol.ED-28, n°7, July 1981, pp.784-789.
- [62] P.H.HANDEL, A.VAN DER ZIEL
"Comment on noise in transferred electron amplifiers"
Solid-State Elect., vol.25, n°7, 1982, pp.541-542.
- [63] J.P.NOUGIER, D.SODINI, M.ROLLAND, D.GASQUET, G.LECOY
Solid-State Elect., vol.21, 1978, pp.133.

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons développé un modèle numérique macroscopique, dans lequel nous prenons en compte les phénomènes de dynamique électronique non stationnaire et les effets de charge d'espace. Ce modèle nécessite des temps de calcul bien inférieurs à ceux généralement associés aux modèles particuliers. Il a ainsi pu être utilisé de façon exhaustive, afin d'étudier et d'optimiser les composants à transfert électronique en gamme millimétrique.

Dans un premier temps, nous avons comparé les performances hyperfréquences potentielles intrinsèques des trois matériaux présentant un intérêt pour la réalisation de dispositifs à transfert électronique, à savoir : le GaAs, l'InP et le $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. Cette étude préliminaire a permis de mettre en évidence la nette supériorité de l'InP par rapport aux deux autres matériaux en gamme millimétrique, ainsi que celle du GaInAs en gamme centimétrique.

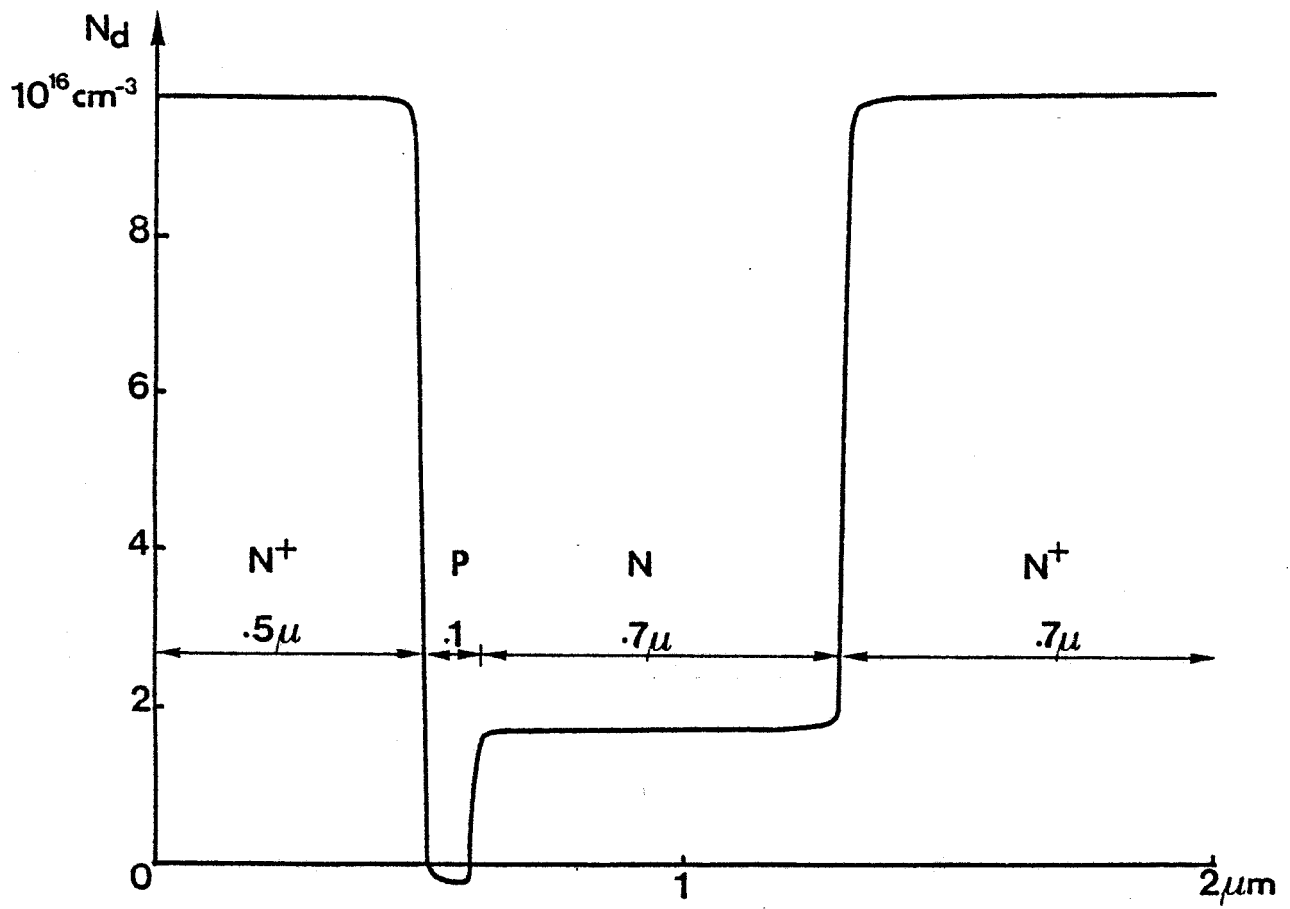
Nous avons ensuite identifié les différents modes de fonctionnement possibles de ces dispositifs en gamme millimétrique. Nous avons pour cela distingué deux catégories de composants : d'une part les composants à contact de cathode injectant (du type N^+ sur N), qui fonctionnent en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit, et, d'autre part, les composants à contact de cathode de type limitant, fonctionnant en mode à champ électrique quasi-uniforme (mode à couches dipolaires).

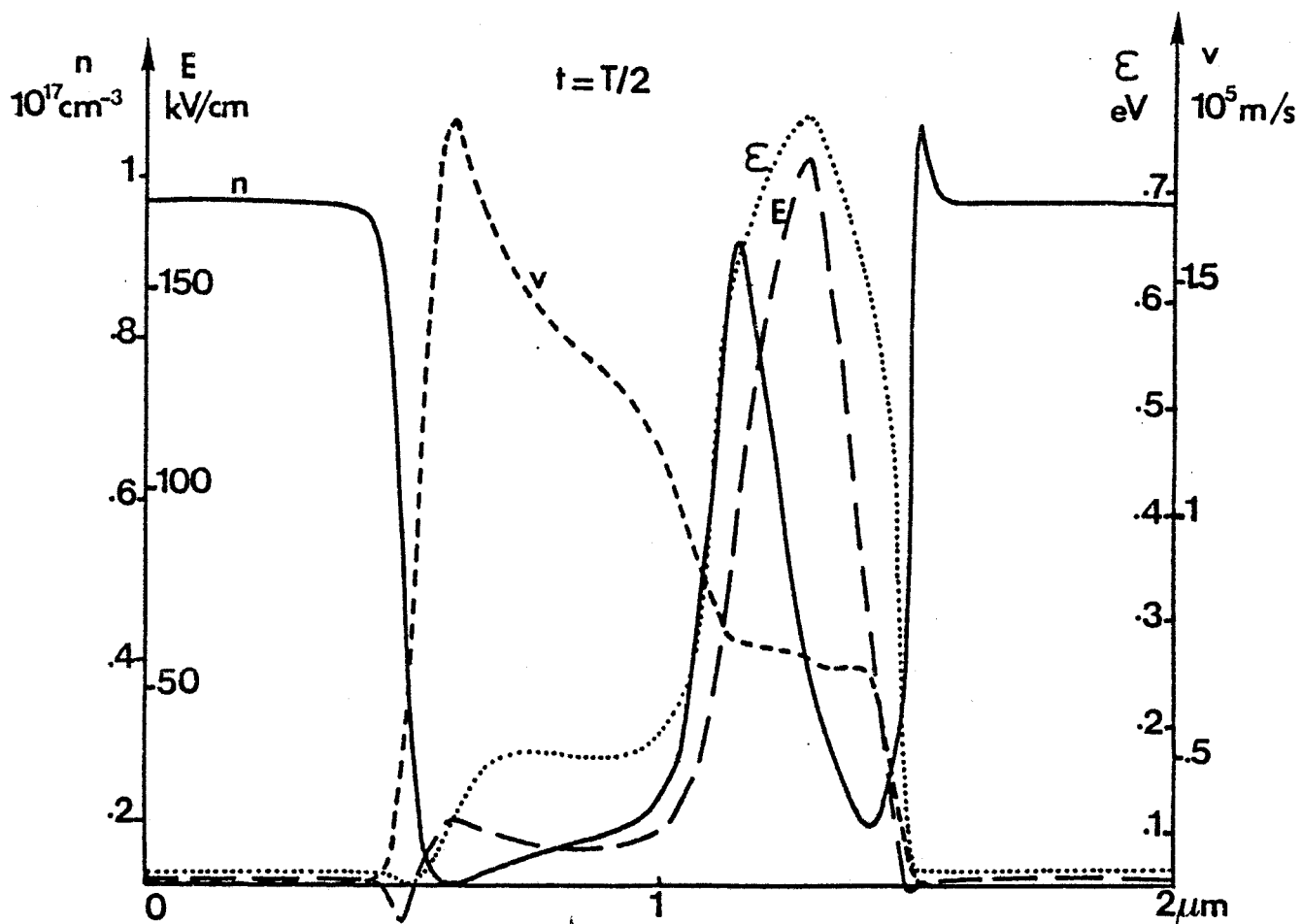
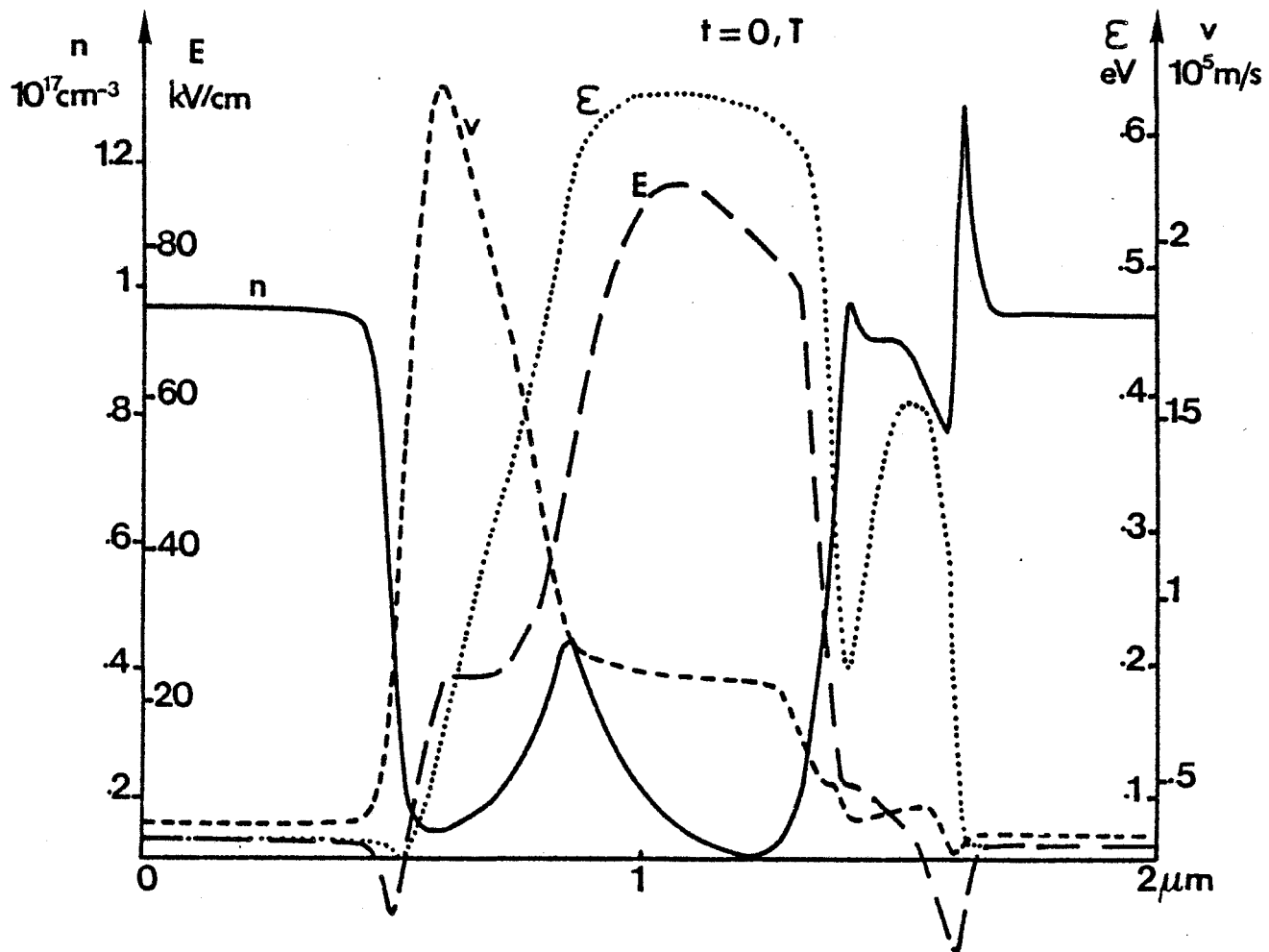
Puis nous avons effectué une étude d'optimisation des composants de structure $\text{N}^+ \text{NN}^+$ au GaAs, à l'InP et au GaInAs. Cette étude a confirmé la supériorité des performances hyperfréquences obtenues avec les composants à l'InP, par rapport à celles obtenues avec des dispositifs au GaAs en gamme millimétrique. Des composants à l'InP ont été réalisés à la Thomson-CSF, d'après nos spécifications. A l'heure actuelle, les niveaux de puissance et de rendement de conversion obtenus sont respectivement de 75mW et 3% à 94GHz, ce qui constitue les meilleures performances hyperfréquences obtenues à ce jour avec ce type de composants. La comparaison théorie-expérience est tout à fait satisfaisante et constitue une bonne validation de notre approche théorique.

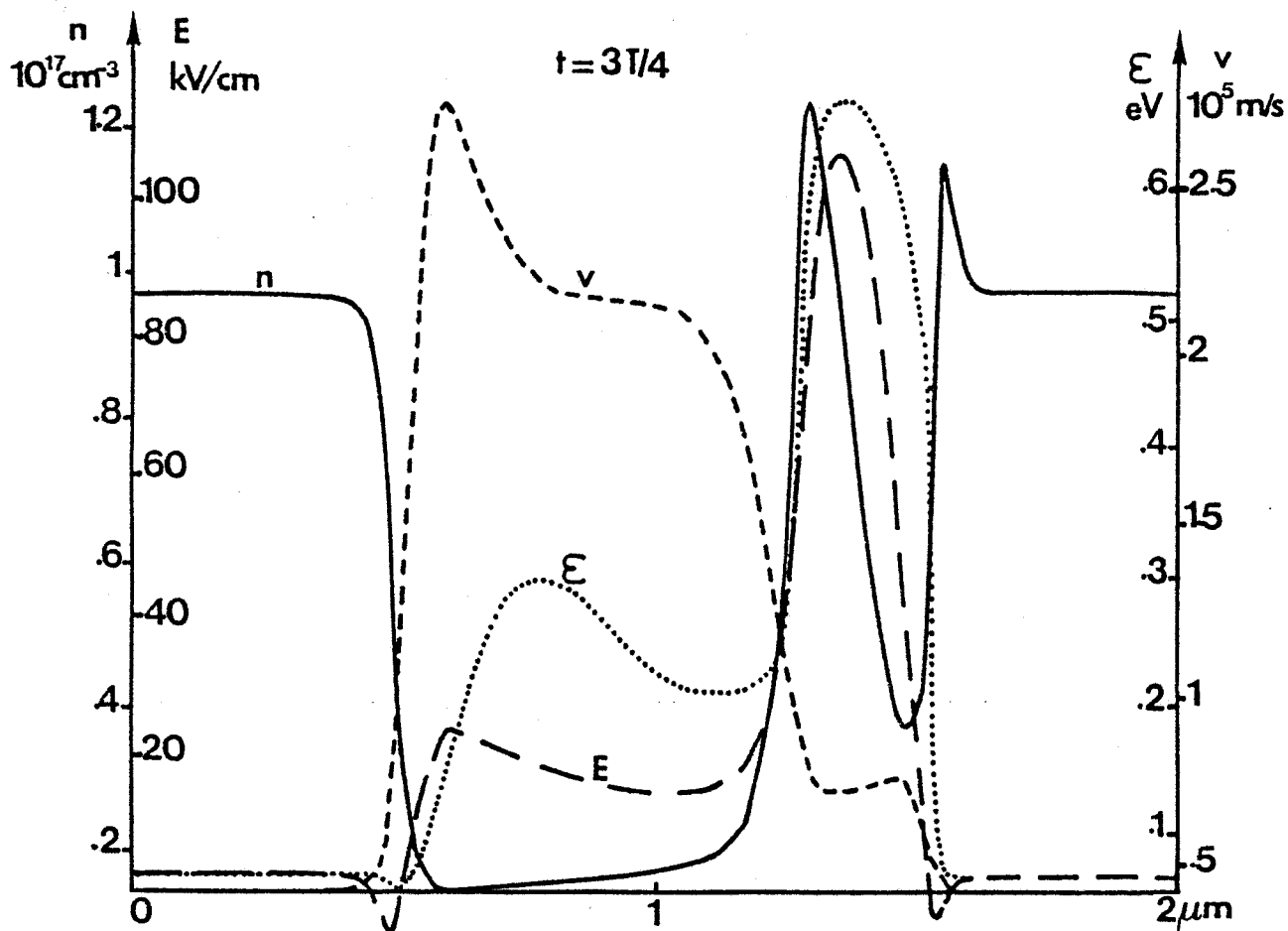
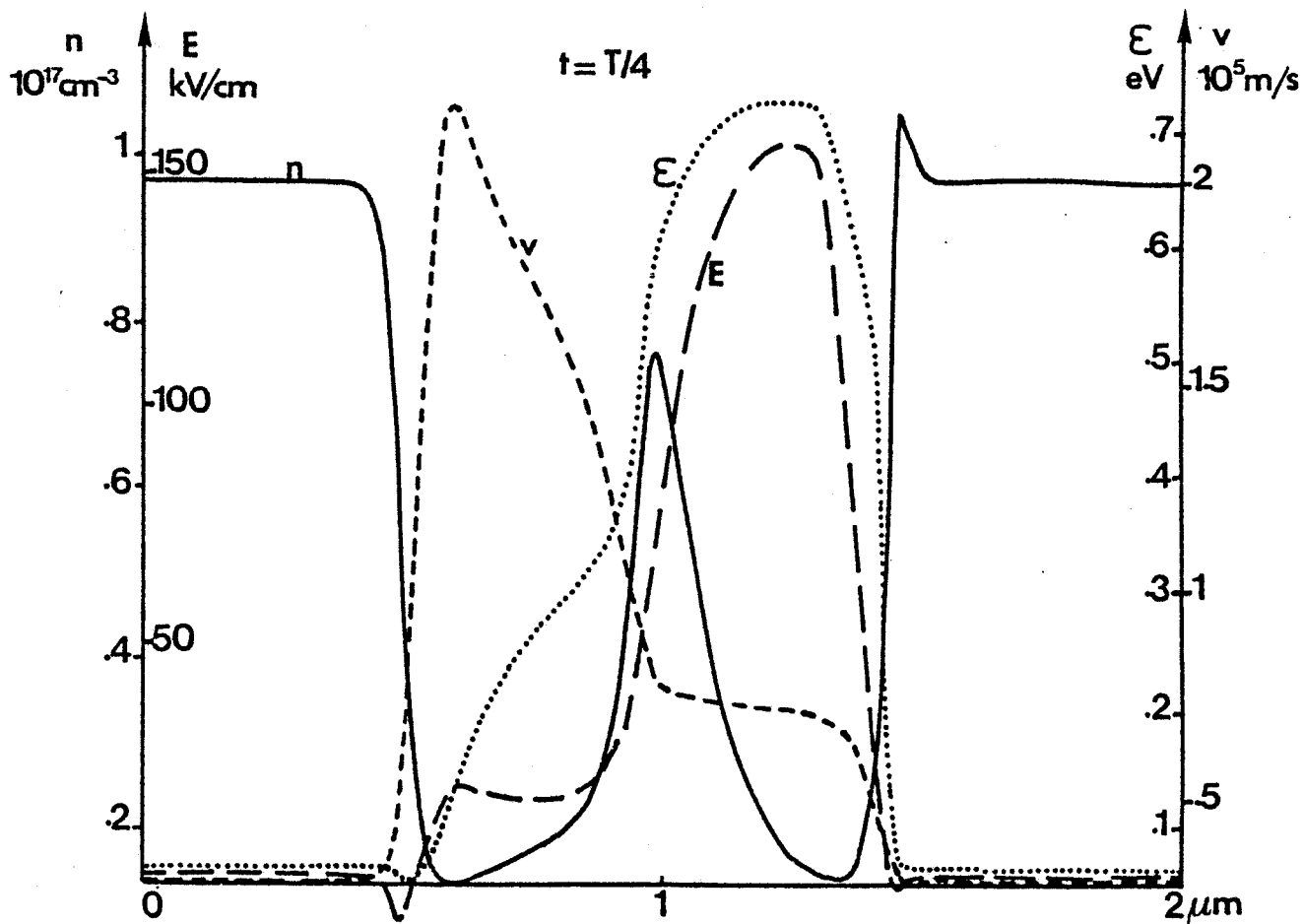
Dans une deuxième phase, nous avons réalisé une étude un peu plus prospective. Nous avons analysé différentes structures à contact limitant susceptibles de permettre l'obtention d'un mode à couches dipolaires. Les structures mesa à contact métal sur semiconducteur (Schottky) permettent d'obtenir des performances hyperfréquences émises théoriques de l'ordre de 200 à 250mW et 10%. Cependant, pour ce type de structure, de nombreux problèmes de réalisation demeurent à résoudre. Les structures mesa à contact de cathode du type hétérojonction isotype GaInAsP/InP paraissent constituer une base beaucoup plus solide à court terme, pour la génération de puissance en gamme millimétrique. Nous avons en effet mis en évidence des niveaux de puissance hyperfréquence émise supérieurs à 150mW, associés à des rendements de conversion de 7 à 8%. En outre, ces structures présentent l'avantage d'être compatibles avec une intégration monolithique à moyen terme. Enfin, nous avons envisagé les structures planar au GaAs ou à l'InP, à injection contrôlée

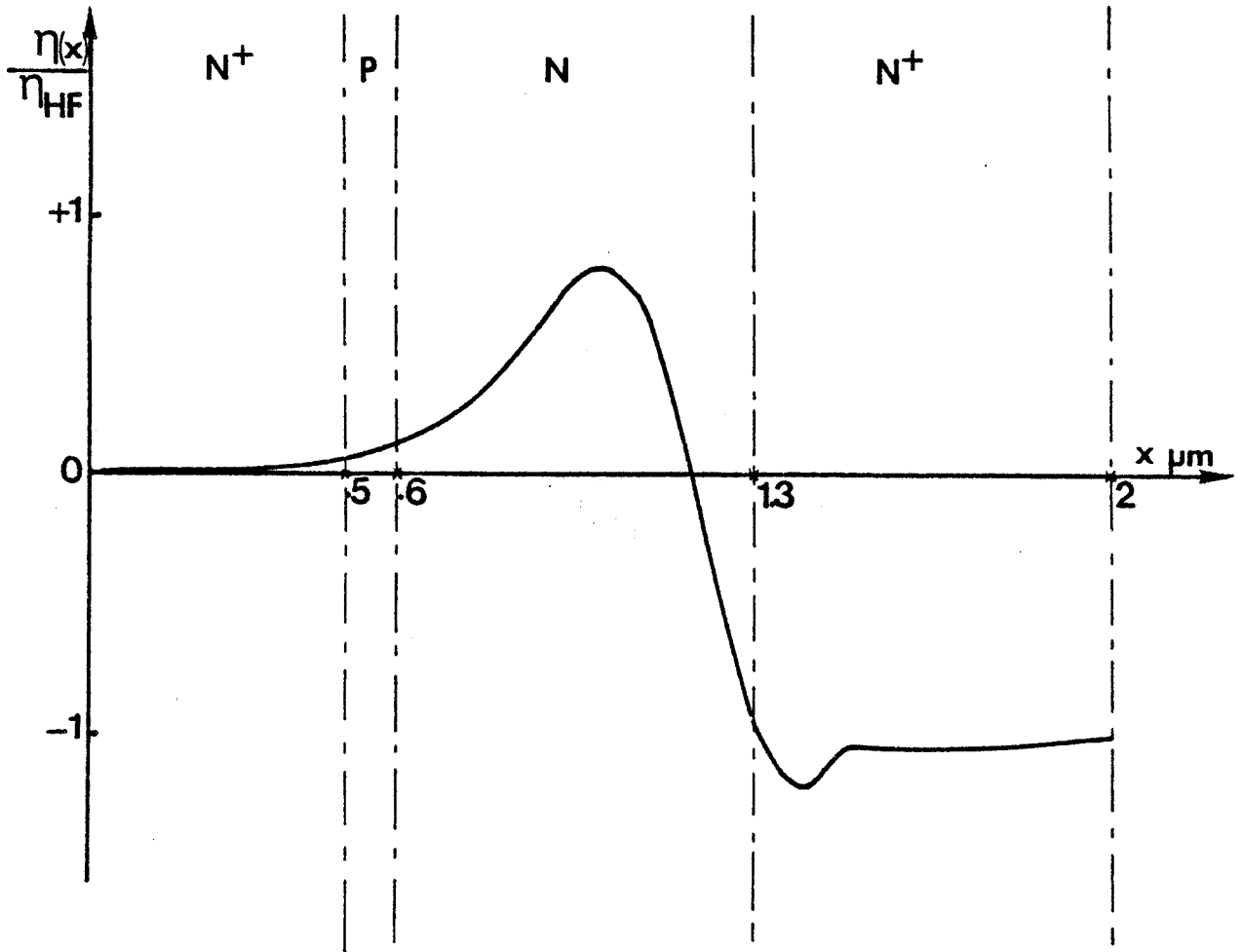
de type MESFET ou MISFET, ou à zone isolante implantée. Cette approche constitue également une voie intéressante vers la réalisation de sources de puissance directement intégrables. Les niveaux de puissance hyperfréquence émise et de rendement de conversion théoriques sont respectivement de l'ordre de 100mW et 3.5% pour les composants au GaAs. Ces performances hyperfréquences sont tout à fait adaptées aux applications de type oscillateur local ou encore oscillateur-mélangeur.

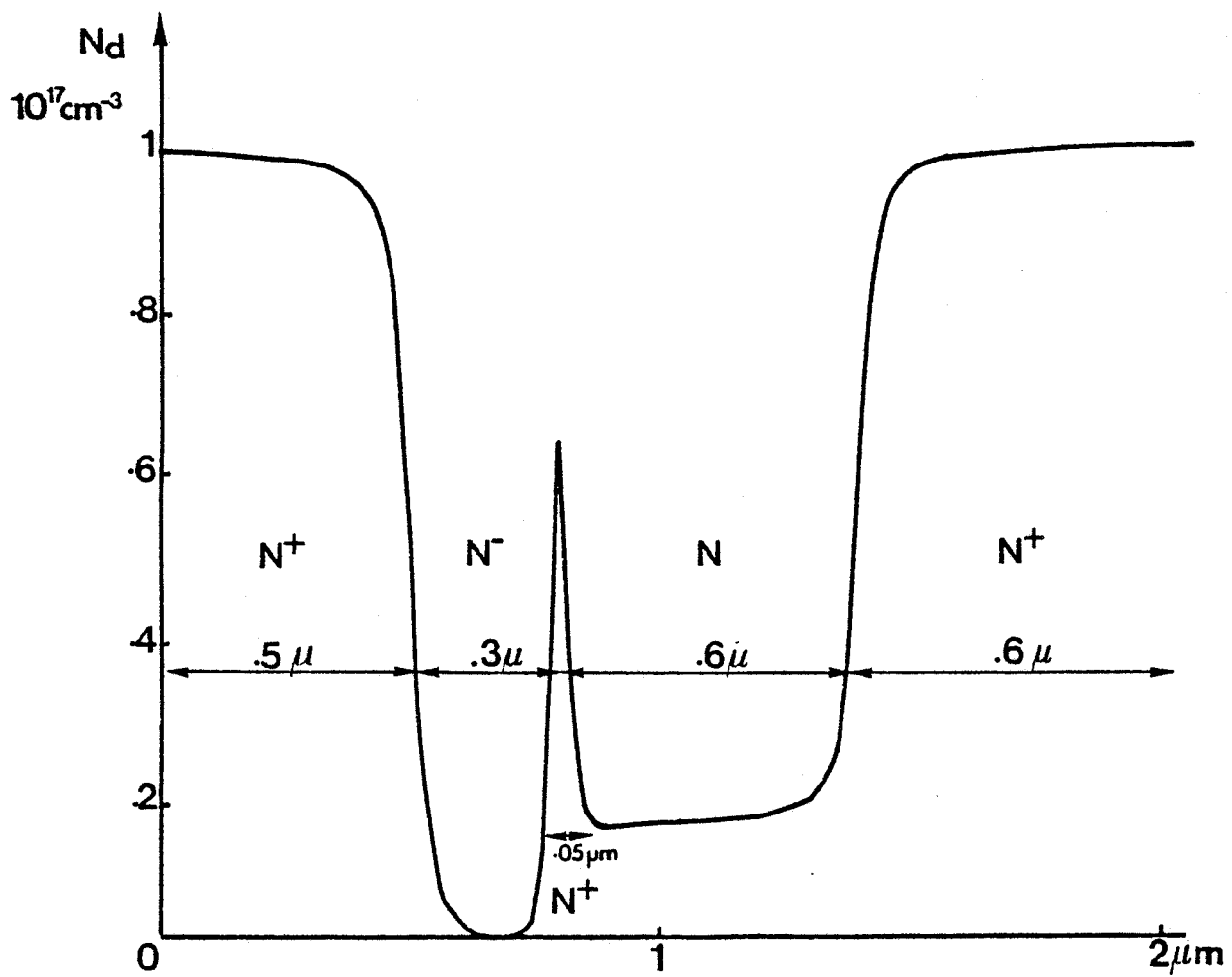
Cette étude a donc débouché dans un premier temps de façon concrète sur la réalisation de composants de structures $N^+ NN^+$ à l'InP très performants dans la fenêtre des 94GHz. D'autre part les structures à contact limitant tant au GaAs qu'à l'InP, que nous avons envisagées sont très intéressantes. De plus la filière InP est directement compatible avec la réalisation de composants optiques. Ce travail constitue donc une base sérieuse pour le développement technologique à moyen terme de dispositifs à transfert électronique en intégration monolithique. Ce travail se poursuivra dans cette voie.

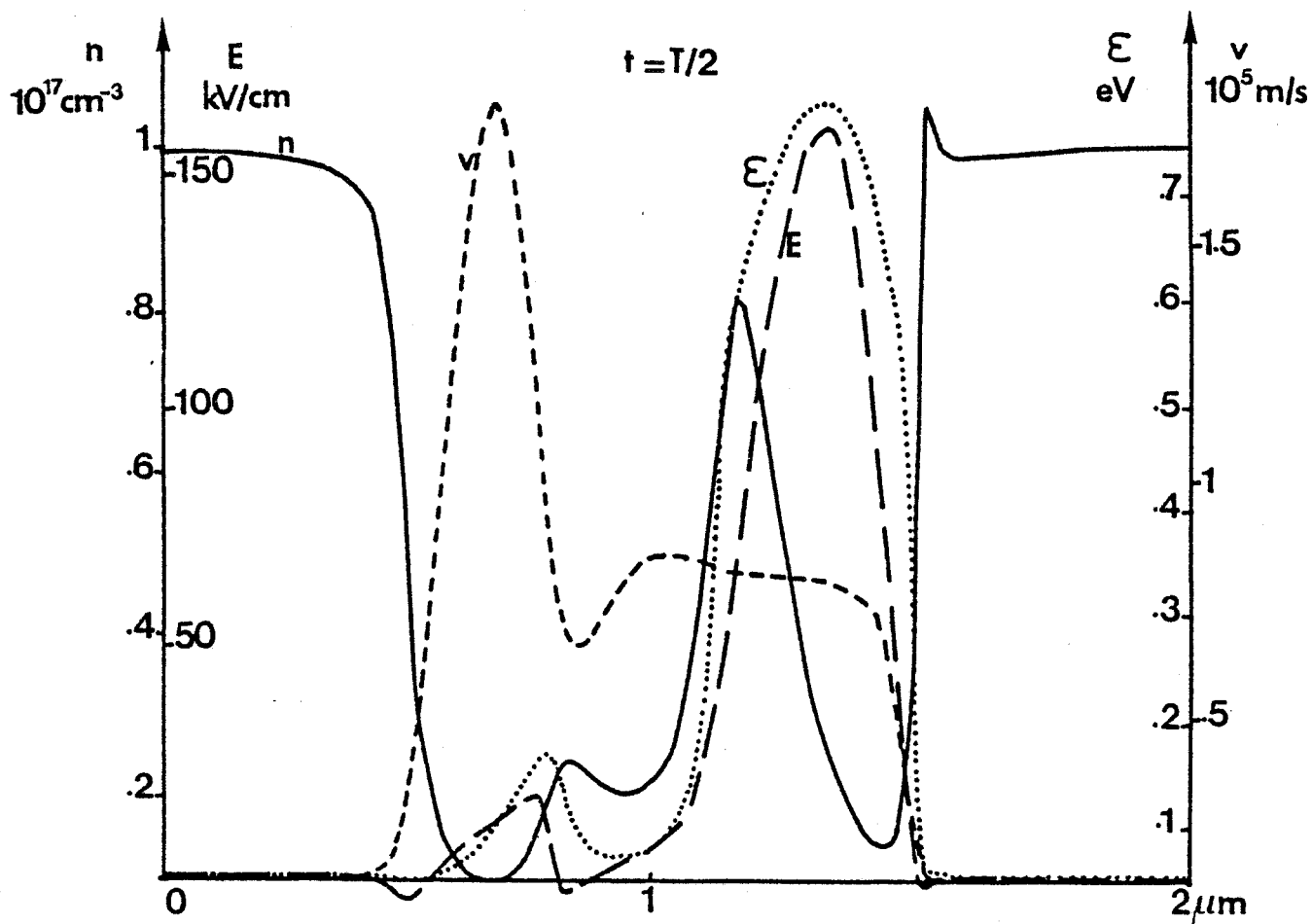
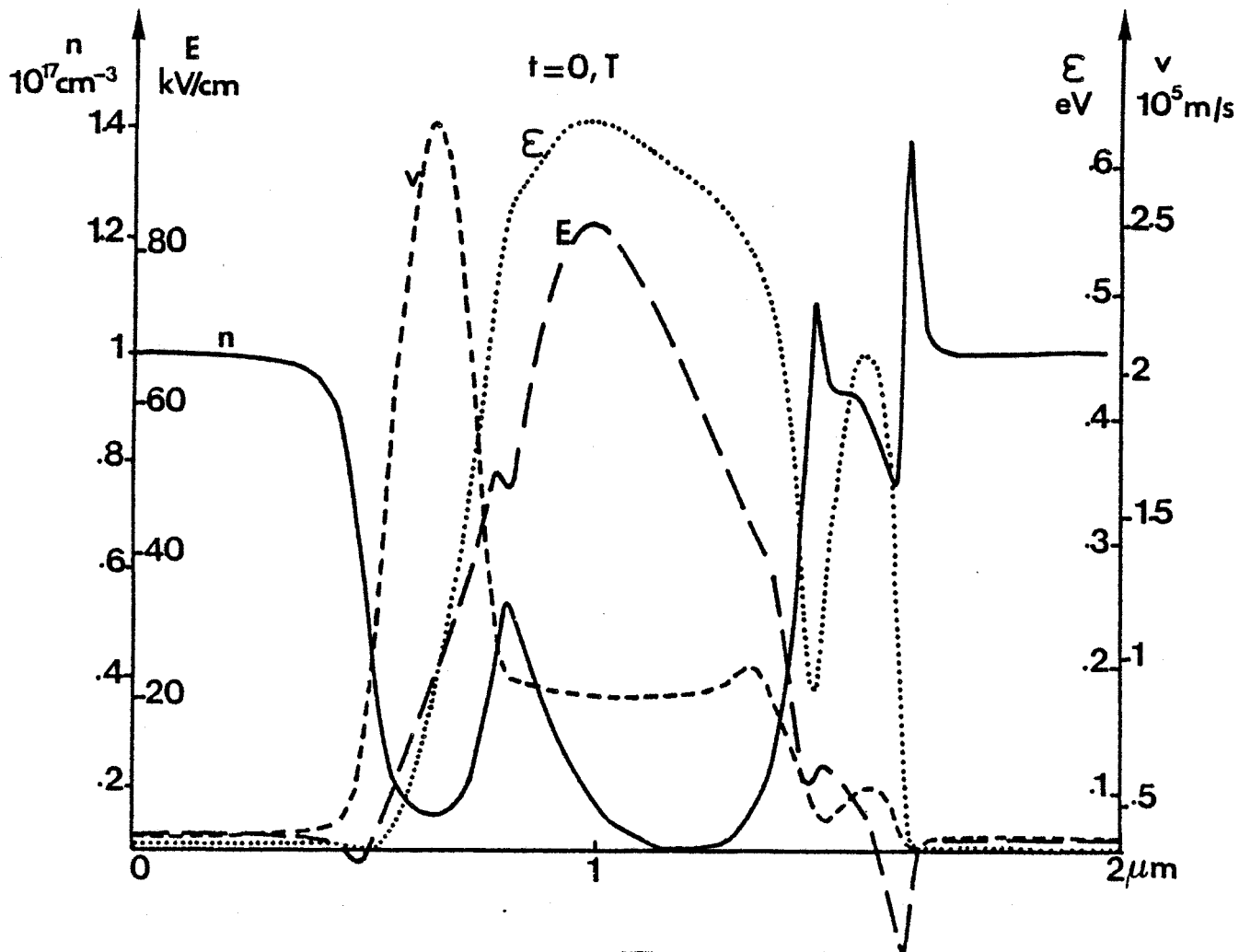


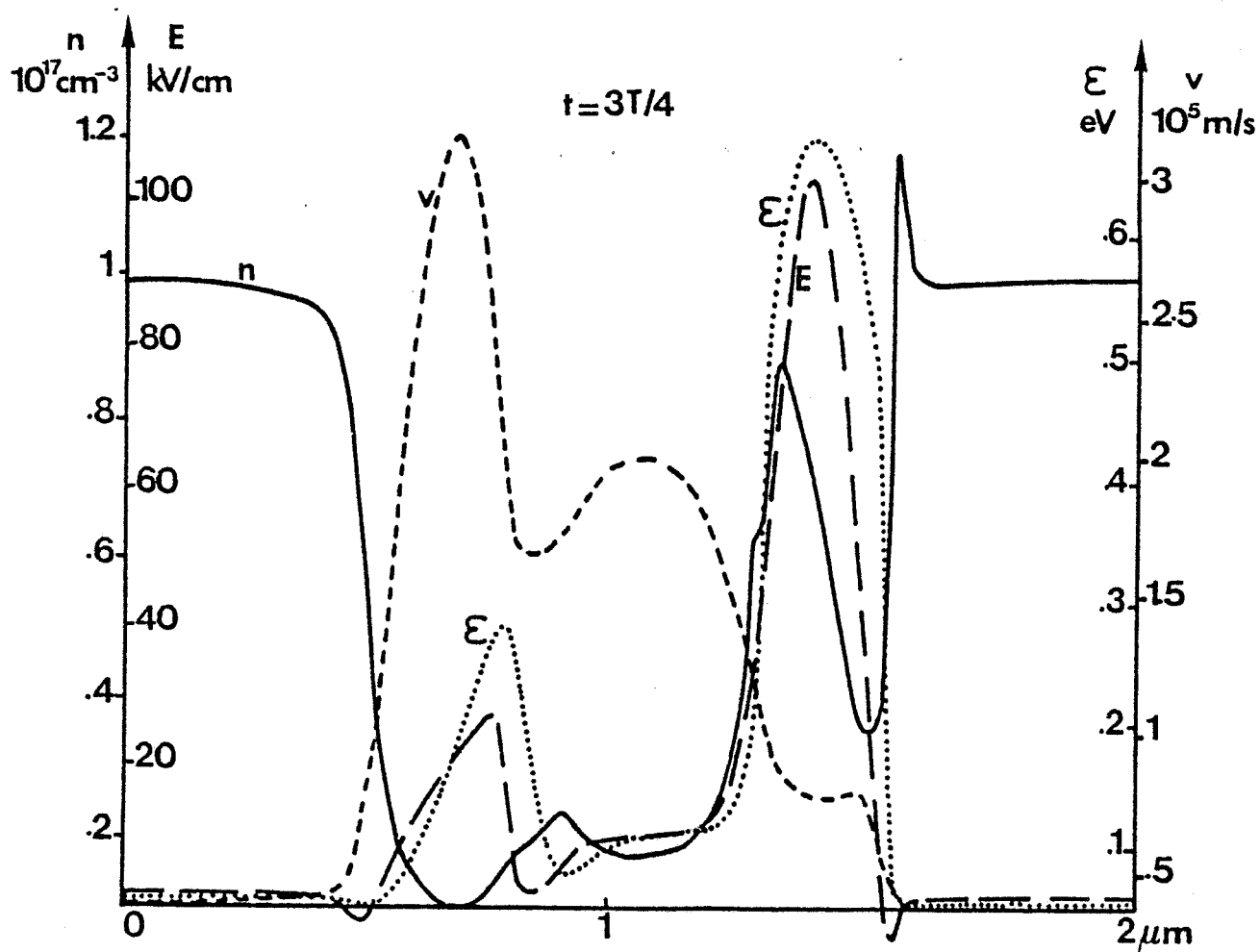
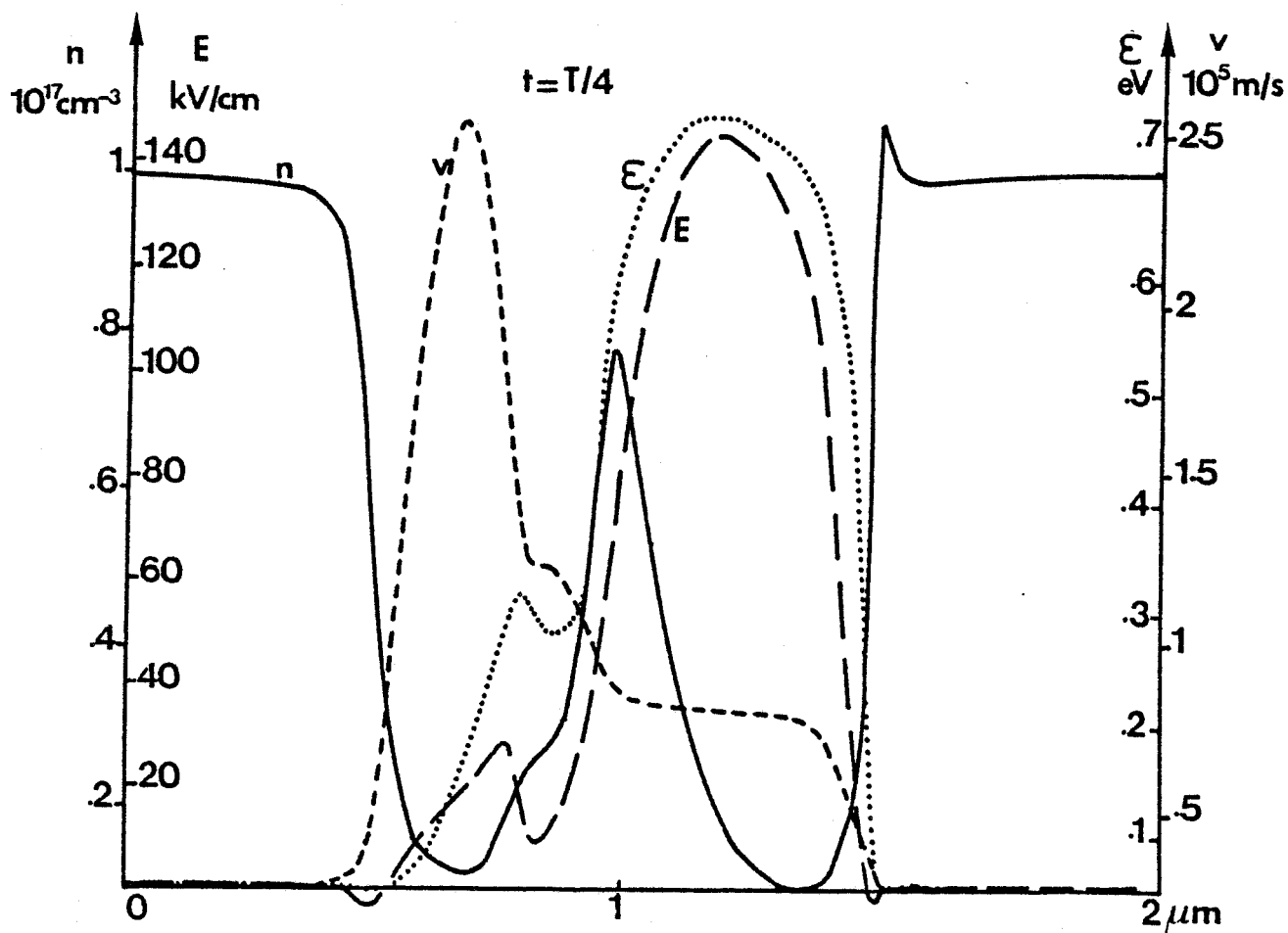


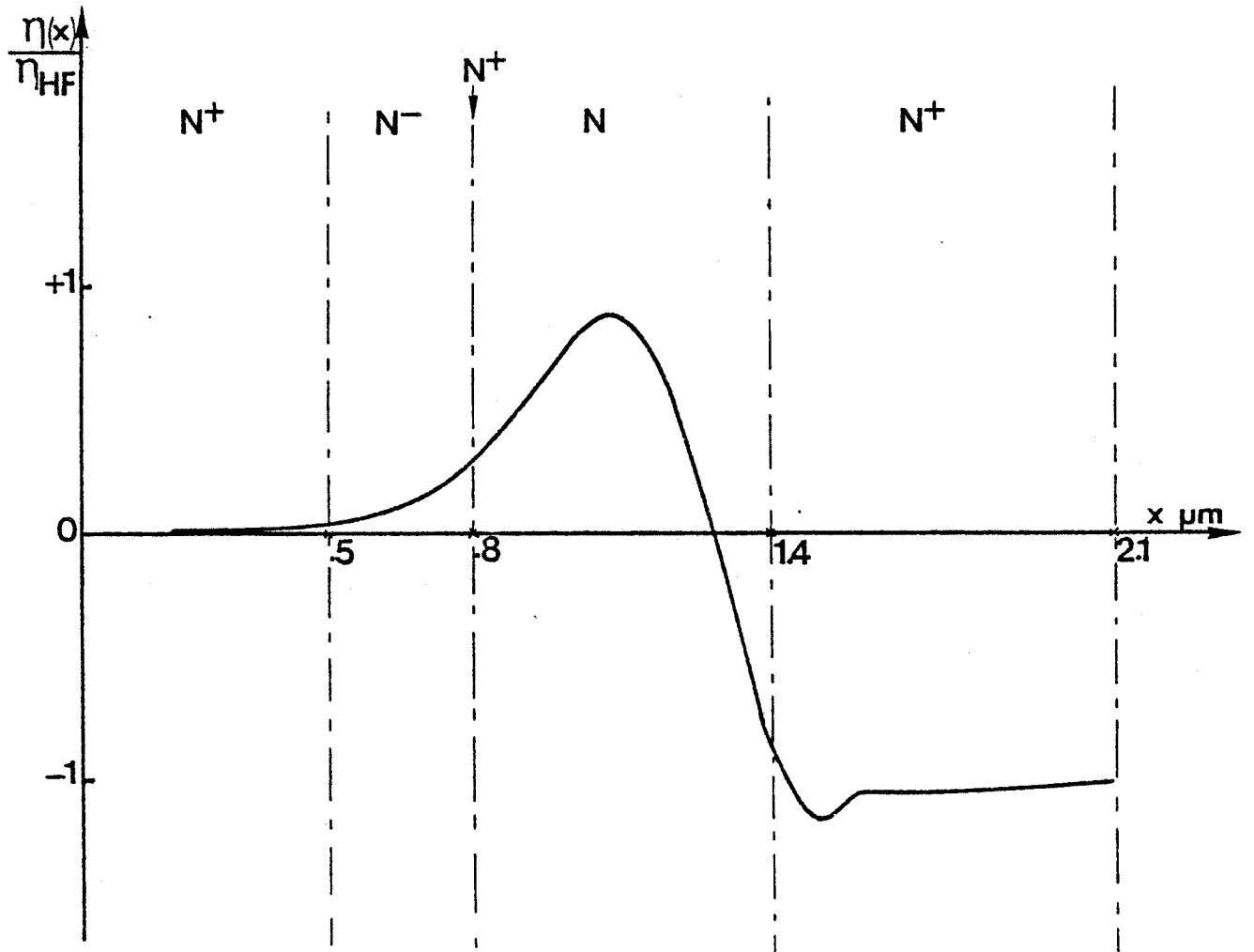












Au cours de cette étude, un modèle macroscopique, destiné à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique a été développé. Ce modèle est basé sur l'intégration de l'équation générale de transport de Boltzmann et sur l'approximation des temps de relaxation. Il prend en compte les phénomènes de dynamique électronique non stationnaire et les effets de charge d'espace.

Dans un premier temps, les performances hyperfréquence potentielles intrinsèques du GaAs, de l'InP et du GaInAs ont été comparées. Puis les différents modes de fonctionnement possibles de dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique ont été identifiés : mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit pour les composants à contact de cathode injectant et mode couches dipolaires pour les composants à contact de cathode limitant.

Une étude d'optimisation de différentes structures a ensuite été entreprise (structures N^+NN^+ , structures à hétérojonction, à contact métal sur semiconducteur, notamment). Cette étude a débouché sur la réalisation de composants N^+NN^+ à l'InP, très performants dans la fenêtre des 94 GHz.

Enfin, une étude des composants de structure planar à injection contrôlée a été initialisée. Cette étude doit permettre la réalisation technologique à moyen terme de dispositifs à transfert électronique intégrables.

MOTS CLES : MODELE - OSCILLATEUR GUNN - DISPOSITIF HYPERFREQUENCE -
HETEROJONCTION - BARRIERE SCHOTTKY - BRUIT DIFFUSION.